А.В. ГОРДОН и А.Г. СЛИВИНСКАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

А. В. ГОРДОН и А. Г. СЛИВИНСКАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1960 ЛЕНИНГРАД

ЭЭ-5(4)-3

Книга посвящена вопросам теории работы и расчета нейтральных электромагнитов постоянного тока, используемых в качестве привода в электромагнитных механизмах (тяговых электромагнитах, электромагнитных муфтах, тормозных электромагнитах, электромагнитных реле, контакторах, регуляторах и т. д.).

Рассмотрены физические процессы, связанные с их работой. Изложены методы расчета всех разновидностей таких электромагнитов. Особое внимание при этом уделено аналитическим методам расчета.

Книга предназначена для инженеров-электриков, занимающихся расчетом, конструированием и исследованием электромагнитных механизмов, а также работающих в области автоматического управления и автоматического регулирования. Она может быть полезна для студентов электротехнических вузов и факультетов.

Андрей Владимирович Гордон и Алла Георгиевна Сливинская

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Редактор *Е. Н. Зейн* Техн. редактор *К. П. Воронин*

Сдано в пр-во 16/X 1959 г. Подписано к печати 16/I 1960 г
Бумага 84×108/32 23 печ. л. Уч.-изд. л. 25.
Т-01242. Тираж 13 000 экз. Цена 13 р. 50 к. Заказ 528

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Электромагниты являются основой многих устройств, применяемых в современной технике. Наиболее широкое применение они находят в электромагнитных механизмах, где они используются для преобразования электрической энергии в механическую.

В качестве устройств для получения механической энергии электромагниты используются более 100 лет. За это время проведено много экспериментальных и теоретических исследований, посвященных анализу отдельных разновидностей электромагнитов или отдельных вопросов их теории и расчета.

Существенный вклад в этой области сделали своими трудами Кулебакин В. С., Коваленков В. А., Буйлов А. Я., Сотсков Б. С., Аронов Р. А., Лившиц А. Н., Москвитин А. И., Романовский В. Б., Лысов Н. Е., Буль Б. К., Витенберг М. И. Следует отметить и труды зарубежных авторов: Э. Яссе, Ц. Андерхила, Г. Ротерса.

Однако имеющиеся работы и немногие монографии не исчерпывают всего круга вопросов, связанных с теорией действия и расчетом многочисленных разновидностей электромагнитов.

В настоящее время в связи с широкой механизацией и автоматизацией производственных процессов и транспорта роль электромагнитных механизмов еще более возрастает, а их применение непрерывно увеличивается. В этих условиях вопросы рационального проектирования электромагнитов приобретают особое значение.

В данной книге на основании теоретических и практических работ авторов, а также обобщения опубликованных материалов по электромагнитам дается систематическое изложение вопросов, связанных с теорией работы, расчетом и проектированием всех типов нейтральных электромагнитов постоянного тока. В значительной части материал

книги имеет оригинальный характер. Особое внимание обращено на практические методы расчета, упрощенные расчетные уравнения и вспомогательные расчетные материалы. Везде, где представляется возможным, развиты аналитические методы, дающие наибольшие возможности обобщения и анализа.

Главы 1, 2 и 11 написаны авторами совместно. Главы 3, 5, 6 и 10 написаны А. Г. Сливинской. Главы 4, 7, 8 и 9 написаны А. В. Гордоном.

В дальнейшем предполагается также осветить вопросы проектирования поляризованных электромагнитов постоянного тока и электромагнитов, работающих на переменном токе.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую признательность рецензенту канд. техн. наук доц. Коробану. Н. Т. за сделанные им весьма ценные замечания, а также инженер-подполковнику Зейну Е. Н., взявшему на себя большой труд по редактированию рукописи.

Отдавая отчет, что книга может быть не лишена недостатков, авторы будут благодарны всем лицам, приславшим свои замечания по адресу: Москва, Шлюзовая набережная, д. 10, Госэнергоиздат.

Авторы

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитами называют устройства, предназначенные для создания (возбуждения) в определенном пространстве магнитного поля с помощью обмотки, обтекаемой электрическим током. Работа многих установок и агрегатов связана с использованием свойств магнитного поля. Поэтому их составной частью являются те или иные разновидности электромагнитов, область применения которых чрезвычайно обширна. В настоящее время находят применение электромагниты, начиная от самых миниатюрных, весящих граммы и даже доли грамма (электромагниты, применяемые в медицинских инструментах, реле и т. д.), до огромных многотонных прессующих электромагнитов, электромагнитов в ускорителях элементарных частиц и т. д.

Значительную часть всего множества электромагнитов составляют электромагниты электромагнитных механизмов, которые используются в качестве привода для осуществления необходимого поступательного перемещения или поворота в пределах ограниченного угла. Принцип действия таких электромагнитов основан на использовании сил взаимодействия ферромагнитного тела с внешним магнитным полем.

Примером подобных электромагнитов являются тяговые электромагниты, предназначенные для совершения определенной механической работы при перемещении тех или иных рабочих органов; электромагнитные замки; электромагниты муфт сцепления и торможения и тормозные электромагниты; электромагниты, приводящие в действие контактные устройства в контакторах, пускателях, автоматических выключателях; электромагниты реле, регуляторов и других чувствительных устройств автоматики.

Это перечисление не исчерпывает всего разнообразия применения электромагнитов, а лишь показывает наибо-

лее распространенные и типичные случаи их использования.

Применяемые электромагниты имеют самые разнообразные конструкции, различаются по способам включения и по своим характеристикам. В зависимости от способа создания магнитного потока и характера намагничивающей силы (н. с.) они подразделяются на три большие группы.

К первой группе относятся так называемые нейтральные электромагниты постоянного тока, ко второй—поляризованные электромагниты, к третьей—электромагниты переменного тока.

В нейтральных электромагнитах постоянного тока рабочий магнитный поток создается с помощью обмотки постоянного тока. Действие электромагнита зависит только от величины этого потока и не зависит от его направления, а следовательно, и от направления тока в обмотке электромагнита. При отсутствии тока магнитный поток практически равен нулю и на якорь не действует никакой силы притяжения.

Поляризованные электромагниты постоянного тока характеризуются наличием двух независимых магнитных потоков: поляризующего и рабочего. Поляризующий магнитный поток в большинстве случаев создается с помощью постоянных магнитов. Иногда для этой цели используют электромагниты. Рабочий поток возникает под действием н. с. рабочей или управляющей обмотки, обтекаемой постоянным током. Если ток в ней отсутствует, на якорь действует сила притяжения, создаваемая поляризующим магнитным потоком. Действие поляризованного электромагнита зависит как от величины, так и от направления рабочего потока, т. е. зависит от направления тока в рабочей обмотке.

В электромагнитах переменного тока магнитный поток периодически меняется по величине и направлению, в результате чего сила электромагнитного притяжения пульсирует от нуля до максимума с удвоенной частотой. Для того чтобы электромагнит мог удерживать свою нагрузку, приходится прибегать к специальным мерам, что усложняет его конструкцию, ухудшает характеристики и увеличивает размеры и вес.

Нейтральные электромагниты постоянного тока обладают наиболее благоприятными характеристиками и наиболее экономичны. Благодаря большому количеству возможных конструктивных исполнений эти электромагниты лег-

ко приспосабливать к различным условиям работы и различным конструкциям устройств, в которых они используются. Поэтому они получили наибольшее распространение.

Данная книга посвящена рассмотрению вопросов, связанных с теорией работы, расчетом и конструкцией нейтральных электромагнитов постоянного тока, применяемых в электромагнитных механизмах, которые в дальнейшем называются просто электромагнитами.

При всем разнообразии встречающихся на практике таких электромагнитов они имеют следующие основные части одинакового назначения (рис. В-1—В-3):

катушку с расположенной на ней намагничивающей обмоткой *1*;

неподвижную часть магнитопровода из ферромагнитного материала *2*;

подвижную часть магнитопровода—якорь *3*.

Якорь отделяется от остальных частей магнитопровода рабочим и паразитным зазорами и представляет собой часть электромагнита, которая, воспринимая электромагнитное усилие, передает его соответствующим деталям приводимого в действие механизма.

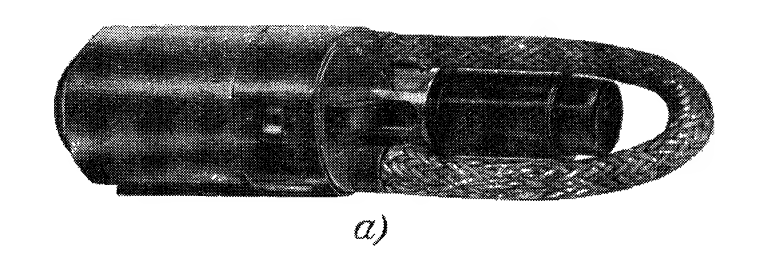
В зависимости от расположения якоря относительно остальных частей электромагнита и характера воздействия на якорь со стороны магнитного потока электромагниты постоянного тока рзделяются на следующие типы: электромагниты со втягивающимся якорем, электромагниты с внешним притягивающимся якорем и электромагниты с внешним поперечно движущимся якорем.

Одна из типичных конструкций электромагнита с втягивающимся якорем показана на рис. В-1. Характерной особенностью таких электромагнитов является то, что якорь или, как его в данном случае можно назвать, подвижной сердечник, располагается целиком или частично внутри катушки с обмоткой. В процессе срабатывания электромагнита якорь, перемещаясь поступательно, погружается в катушку. Втягивание якоря происходит как за счет магнитного потока, проходящего через торцовую поверхность якоря, так и за счет действия магнитных потоков, выходящих из его боковой поверхности.

На рис. В-2 изображена одна из разновидностей электромагнитов с внешним притягивающимся якорем. У этих электромагнитов якорь расположен снаружи по отношению к катушке. На него действует главным образом рабо-

чий магнитный поток, проходящий от якоря к торцу шляпки сердечника. В результате этого якорь поворачивается в пределах малого угла или совершает поступательное перемещение в направлении линии индукции рабочего магнитного потока.

Конструкция электромагнита с внешним поперечно движущимся якорем показана на рис. В-3. Якорь в подобных



а)

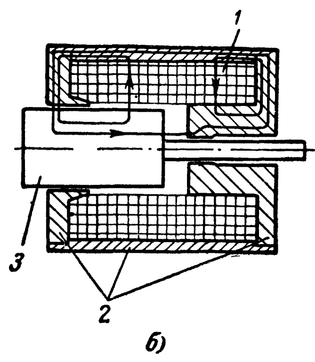
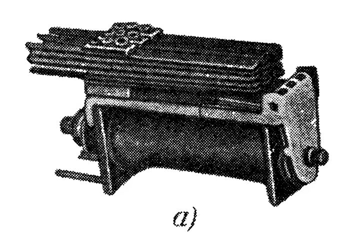


Рис. В-1. Электромагнит с втягивающимся якорем.

а — внешний вид замка с управлением при помощи электромагнита с втягивающимся якорем; *б* — разрез электромагнита.

электромагнитах также располагается снаружи катушки. Рабочий магнитный поток, действующий на якорь, проходит из его боковой поверхности к полюсным наконечникам, имеющим особую форму, определенным образом согласованную с формой боковой поверхности якоря. В результате воздействия со стороны рабочего магнитного потока якорь движется поперек магнитных линий, поворачиваясь на некоторый ограниченный угол.

В каждой из трех перечисленных групп электромагнитов постоянного тока в свою очередь имеется ряд конструктивных разновидностей, определяемых конструкцией магнитной цепи. Кроме того, в зависимости от способа включения обмотки электромагнита различают электромагниты с обмотками параллельного включения и с обмотками последовательного включения. В первом случае обмотка выполняется таким образом, что ее включают на полное напряжение источника питания непосредственно или через некоторое добавочное сопротивление. Ток в цепи обмотки



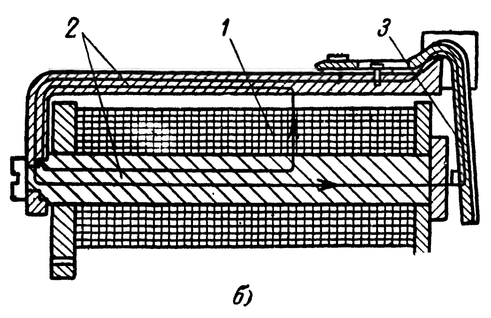


Рис. В-2. Электромагнит с внешним притягивающимся якорем.

а — внешний вид реле с электромагнитом с притягивающимся якорем; *б* — разрез электромагнита.

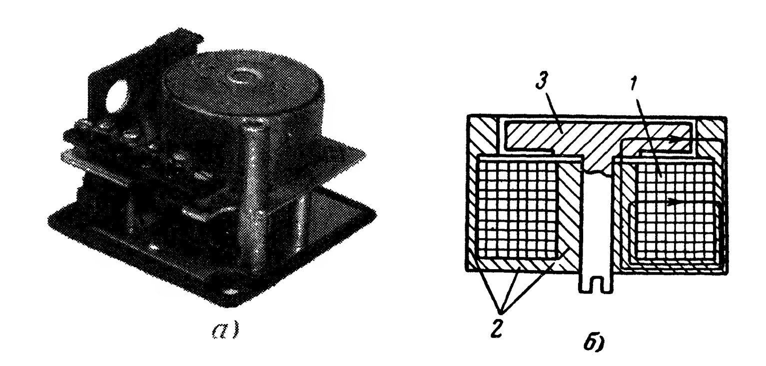


Рис. В-3. Электромагнит с внешним поперечно движущимся якорем.

а — внешний вид реле времени с электромагнитом с поперечно движущимся якорем; *б* — разрез электромагнита.

параллельного включения полностью или, во всяком случае в значительной степени определяется ее параметрами. Обмотка последовательного включения практически не влияет на величину тока той цепи, куда она включается. Последний определяется параметрами остальных элементов этой цепи. Благодаря этим особенностям некоторые характеристики электромагнитов параллельного и последовательного включения и в первую очередь их динамические характеристики оказываются различными.

Наконец, электромагниты могут различаться по скорости их срабатывания и по некоторым другим признакам.

Несмотря на простоту конструкции электромагнитов, вопросы их теории и расчета достаточно сложны. Это усугубляется обилием форм и исполнений электромагнитов, каждое из которых вносит свою специфику в расчет. Поэтому ряд глав книги посвящен рассмотрению отдельных разновидностей электромагнитов. В то же время изложение целесообразно начать с таких общих вопросов, как закономерности рабочего процесса электромагнита, магнитные цепи электромагнитов и магнитные проводимости воздушных промежутков, электромагнитные силы и т. п.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОМАГНИТА

1-1. Рабочий цикл электромагнита

Работа электромагнита в электромагнитном механизме имеет циклический характер. Это определяется тем, что якорь электромагнита, используемого в качестве привода, совершает поступательное или вращательное перемещение в ограниченных пределах и, следовательно, требуется обеспечить его возврат в исходное положение.

Первым этапом рабочего цикла (рис. 1-1) является процесс срабатывания электромагнита. Он начинается с момента подачи питания на обмотку электромагнита и заканчивается, когда якорь перейдет из своего начального положения $s_н$ в конечное $s_к$ (рис. 1-1,*а*), и разделяется на период трогания якоря и период его движения.

В период трогания ток в обмотке электромагнита нарастает до величины $i_{тр}$ обеспечивающей равенство электромагнитной силы силам, противодействующим движению. После этого якорь приходит в движение. Время трогания $t_{тр}$, в течение которого ток нарастает до тока трогания, определяется как схемой включения обмотки электромагнита и условиями ее питания, так и параметрами самого электромагнита и его нагрузки[1]. Для одного и того же электромагнита при разной нагрузке (противодействующих движению силах) время трогания будет различно.

Характер движения зависит от соотношения движущих (электромагнитных) и противодействующих сил, а также

[1] В большинстве случаев электромагниты постоянного тока имеют обмотку параллельного включения. Поэтому в дальнейшем, если нет оговорки, подразумевается такой тип обмотки.

массы движущихся частей, трения и т. д. В период движения при срабатывании совершается та работа, которую должен произвести электромагнит. Поэтому с точки зрения оценки конструкции электромагнита, анализа его параметров и определения, насколько удачно они выбраны, рассмотрение процессов, происходящих при перемещении якоря электромагнита, является весьма важной и ответственной стадией анализа полного цикла его работы. Ток в обмотке электромагнита в процессе движения его якоря, как правило, изменяется (кривая *2* рис. 1-1,*б*). Его

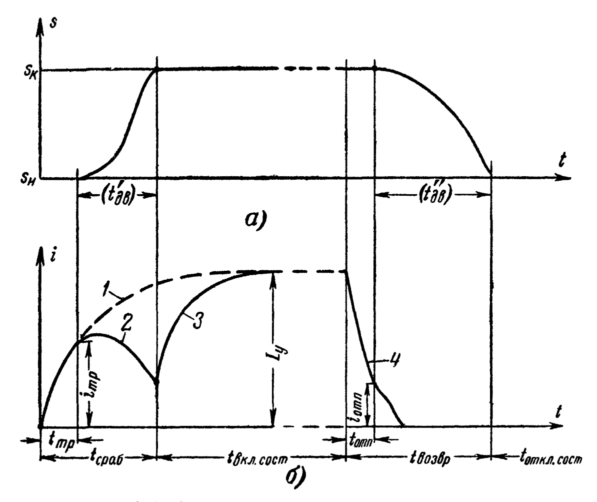


Рис. 1-1. Рабочий цикл электромагнита.

а — зависимость положения якоря от времени; *б* — зависимость тока в обмотке электромагнита от времени.

изменения связаны как с процессом установления тока в обмотке, который имел бы место при неподвижном якоре (кривая *1* рис. 1-1,*б*), так и возникновением противо-э. д. с., связанной с движением якоря. Период движения определяет время движения при срабатывании $t'_{дв}$, которое совместно с временем трогания составляет время срабатывания.

После окончания перемещения якоря следует период включенного состояния, в течение которого система находится в покое, а обмотка остается во включенном состоянии. В начальной стадии этого периода ток в обмотке электромагнита нарастает до установившегося значения (кривая *3*, рис. 1-1), после чего, если не изменяются напря-

жение питания и сопротивление обмотки, ток остается неизменным. Длительность включенного состояния зависит от требований эксплуатации электромагнита. Она накладывает определенные условия на выбор размеров обмотки и ее параметров с точки зрения тепловых характеристик. Температура нагрева, которой достигает обмотка электромагнита в процессе включенного состояния, не должна превосходить допустимого значения. Если электромагнит предназначен для продолжительной работы, то в пределах допустимых значений должна быть установившаяся температура его нагрева.

Процесс возврата якоря в исходное состояние, так же как и срабатывание, происходит двумя ступенями. Сначала при отключении обмотки ток спадает до величины тока отпускания $i_{отп}$, при котором электромагнитная сила становится равной силе, стремящейся возвратить якорь в исходное положение. Длительность этого процесса характеризуется промежутком времени $t_{отп}$, зависящим от нагрузки, условий отключения обмотки и от задерживающего действия вихревых токов в массивных частях электромагнита и короткозамкнутых контурах, если такие имеются. Перемещение подвижных частей в исходное положение происходит в течение времени $t''_{дв}$, зависящим от ряда факторов и в первую очередь от величины отбрасывающих якорь усилий. Процесс возврата, так же как и процесс срабатывания, определяет динамические свойства электромагнита. Особую роль он играет в электромагнитах замедленного действия. Совокупность времени отпускания и времени движения в процессе возврата составляет время возврата $t_{возвр}$.

Цикл работы электромагнита завершается периодом отключенного состояния, в течение которого обмотка электромагнита остается обесточенной и происходит охлаждение электромагнита. Этот период имеет особое значение для электромагнитов кратковременного и повторно-кратковременного режимов работы, когда за время отключенного состояния электромагнит должен успеть охладиться до определенной температуры, так как допустимая продолжительность включенного состояния будет в свою очередь зависеть от достигнутой степени охлаждения.

Особенности работы электромагнита на различных ста-

диях его рабочего цикла могут быть выяснены на основании рассмотрения основных уравнений рабочего процесса электромагнита.

1-2. Уравнения рабочего процесса электромагнита

Для характеристики процессов, происходящих в электромагните на различных этапах его работы, существенными являются следующие пять основных уравнений:

1. Уравнение электрической цепи обмотки электромагнита:

$$U = iR_a + \frac{d\Psi}{dt}, \tag{1-1}$$

или

$$i = f_1\left(U, \frac{d\Psi}{dt}\right) = \frac{U - \frac{d\Psi}{dt}}{R_a},$$

где U — напряжение источника питания цепи обмотки;
i — мгновенное значение тока в обмотке;
R_a — активное сопротивление цепи обмотки;
Ψ — мгновенное значение потокосцепления обмотки;
t — время.

Уравнение (1-1) дает возможность произвести анализ первой стадии энергетических преобразований в электромагните — процесса преобразования электрической энергии, поступающей от источника тока, в энергию магнитного поля.

2. Уравнение характеристики намагничивания электромагнита:

$$\Psi = f_2(i, s) \tag{1-2}$$

связывает потокосцепление Ψ, ток в обмотке i и положение якоря s. В общем случае это уравнение должно учитывать также влияние вихревых токов, появляющихся во время переходных процессов в массивных деталях магнитопровода, сплошных конструктивных деталях и дополнительных обмотках, сцепленных с магнитным потоком. В обычных электромагнитах это влияние невелико и его не принимают во внимание.

Характеристика намагничивания электромагнита, так же как и кривая намагничивания материала, из которого выполняется магнитопровод, имеет петлю гистерезиса. Ее учет важен при анализе электромагнитов, используемых

в регуляторах, некоторых точных реле и т. п. В остальных случаях с наличием гистерезиса можно не считаться.

Характер кривой намагничивания электромагнита и ее видоизменения при перемещении якоря определяют возможности преобразования магнитной энергии в механическую и величину действующей в данный момент электромагнитной силы. Последняя, таким образом, также является функцией тока в обмотке и положения якоря.

3. Уравнение силы электромагнитного притяжения:

$$F_э = f_3 (W_м), \tag{1-3}$$

которая возникает как результат энергетических преобразований в нем и является в конечном счете функцией запаса энергии $W_м$, сосредоточенной в магнитном поле электромагнита, в свою очередь дает возможность определить полное значение получающейся механической энергии.

4. Уравнение движения:

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = F_э - F_п(s) - F_с\left(\frac{ds}{dt}\right), \tag{1-4}$$

где m — приведенная масса движущихся частей;

$F_п(s)$ — противодействующая сила, являющаяся обычно функцией положения якоря;

$F_с\left(\frac{ds}{dt}\right)$ — сила сопротивления, зависящая от скорости движения.

Это уравнение характеризует механические процессы, происходящие при срабатывании (или возврате) электромагнита[1]. Оно дает возможность найти такие величины, как скорость и время движения, живую силу движущихся частей и т. д.

5. Уравнение нагрева и охлаждения электромагнита:

$$\vartheta = f_5 (P, t_{вкл}, \text{размеры}) \tag{1-5}$$

связывает температуру нагрева ϑ с мощностью P, выделяющейся в обмотке, размерами электромагнита и временем нахождения его во включенном состоянии $t_{вкл}$.

Нагрев электромагнита происходит в течение периода включенного состояния его обмотки. Тепловые процессы,

[1] В тех случаях, когда имеет место не поступательное, а вращательное движение, удобнее бывает оперировать с величинами движущих и противодействующих моментов и угловыми перемещениями.

происходящие во время срабатывания электромагнита, не принимаются во внимание вследствие их кратковременности.

В период, когда обмотка отключена от сети и мощность в ней не выделяется, происходит охлаждение, процесс которого описывается уравнением

$$\vartheta = f'_5(\vartheta_н,\ t_{откл},\ \text{размеры}) \tag{1-5а}$$

и зависит от температуры $\vartheta_н$, до которой был нагрет электромагнит, времени охлаждения $t_{откл}$ и размеров электромагнита.

Рассмотрим подробнее взаимную связь всех перечисленных уравнений и вытекающие из них закономерности преобразований энергии в электромагните.

1-3. Преобразование электрической энергии в магнитную

Преобразование электрической энергии в магнитную происходит в процессе изменения тока в обмотке электромагнита.

Воспользуемся уравнением электрической цепи (1-1). Умножив это уравнение на i и на dt, получим уравнение энергетического баланса:

$$Ui\,dt = i^2R_a\,dt + i\,d\Psi. \tag{1-6}$$

Левая часть уравнения определяет величину электрической энергии, поступающей в систему из сети за время dt, а первый член правой части представляет потери в активном сопротивлении. Последнее в общем случае должно учитывать как сопротивление цепи обмотки электромагнита при постоянном токе, так и потери от вихревых токов, которыми ввиду их сравнительно малого влияния при общем рассмотрении энергетических преобразований в электромагните можно пренебречь. Второй член в правой части уравнения (1-6) равен электрической энергии, преобразованной в электромагните в магнитную в процессе изменения потокосцепления за время dt.

Полная величина энергии, затраченной на образование магнитного поля в процессе нарастания тока до значения i (потокосцепления до значения Ψ), будет:

$$W_м = \int_0^{\Psi} i\,d\Psi. \tag{1-7}$$

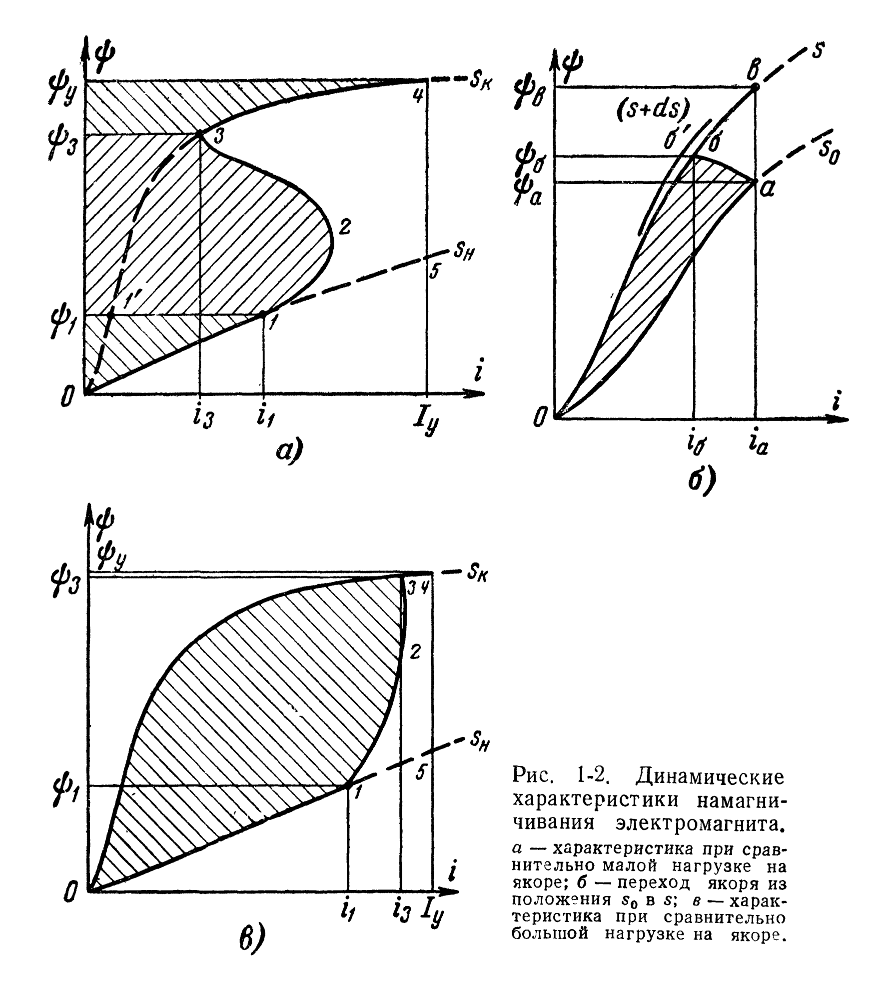


Рис. 1-2. Динамические характеристики намагничивания электромагнита.

а — характеристика при сравнительно малой нагрузке на якоре; *б* — переход якоря из положения s_0 в s; *в* — характеристика при сравнительно большой нагрузке на якоре.

Здесь ток i связан с потокосцеплением уравнением (1-2). Значение интеграла не зависит от времени изменения потокосцепления и тока, а определяется лишь характером связывающего их уравнения и пределами изменения величин.

На рис. 1-2,*а* показана динамическая характеристика намагничивания электромагнита, получающаяся в процессе срабатывания.

Она состоит из участка *0—1* характеристики намагничивания $s_н$, соответствующей начальному положению якоря электромагнита, переходной характеристики *1—2—3*

и участка *3—4* характеристики $s_К$, соответствующей конечному положению якоря. Пунктиром показаны участки кривых $s_Н$ и $s_К$, в соответствии с которыми изменялось бы потокосцепление, если бы якорь находился только в положении $s_Н$ или $s_К$.

Энергия, преобразованная в энергию магнитного поля электромагнита при нарастании потокосцепления до $\Psi_у$, в соответствии с уравнением (1-7) изобразится заштрихованной площадью *0—1—2—3—4—*$\Psi_у$. Она будет складываться из трех частей.

Вначале якорь электромагнита остается неподвижен, так как сила электромагнитного притяжения недостаточна для преодоления противодействующих движению усилий. После включения обмотки потокосцепление нарастает до значения Ψ_1 в соответствии с характеристикой $s_Н$ для начального положения якоря. За это время в магнитную энергию преобразуется энергия W_{0-1}, соответствующая площади *0—1—*Ψ_1. При токе i_1 начинается движение якоря (точка *1*), а потокосцепление изменяется до Ψ_3 по переходной кривой *1—2—3*. При этом дополнительно преобразуется в магнитную энергию величина W_{1-2-3}, пропорциональная площади Ψ_1*—1—2—3—*Ψ_3. В точке *3* движение заканчивается, но потокосцепление продолжает нарастать по характеристике намагничивания для конечного положения якоря $s_К$ до установившегося значения $\Psi_у$, соответствующего установившемуся току в обмотке $I_у$. При увеличении потокосцепления дополнительно преобразуется энергия W_{3-4}, пропорциональная площади Ψ_3*—3—4—*$\Psi_у$.

В конечном положении магнитное состояние электромагнита определяется кривой намагничивания *0—1′—3—4*, а запас магнитной энергии $W_{0-1'-3-4}$ — площадью *0—1′—3—4—*$\Psi_у$*.

Магнитная энергия, пропорциональная площади *0—1—2—3—1′—0*, оказалась израсходованной. В процессе пере-

* При разрыве цепи обмотки электромагнита эта энергия вновь превращается в электрическую и возвращается в цепь. Однако она не может быть использована, так как практически полностью выделяется в дуге на контактах размыкающего устройства.

мещения якоря из положения $s_н$ в положение $s_к$ была совершена работа по преодолению сил сопротивления движению (противодействующие силы нагрузки, трение, инерция движущихся частей и т. д.). Других затрат энергии не было[1]. Очевидно, что магнитная энергия, равная

$$W_{мех} = W_{0-1-2-3-4} - W_{0-1'-3-4},$$

превратилась в процессе преобразований в электромагните в механическую энергию, за счет которой и была произведена работа.

Максимальная величина магнитной энергии, которая могла бы быть реализована в электромагните, равна:

$$(W_м)_{пред} = I_у \Psi_у.$$

Это может иметь место если потокосцепление при начальном положении якоря и токе $I_у$ равно нулю, ток $I_у$ в процессе движения якоря остается неизменным и запас магнитной энергии в конечном положении якоря отсутствует.

Отношение

$$\varkappa_м = \frac{W_{мех}}{(W_м)_{пред}}, \qquad (1-8)$$

называемое **магнитной эффективностью**, может служить мерой эффективности конструкции электромагнита по использованию магнитной энергии.

На примере электромагнита с цилиндрическим втяжным якорем покажем, что увеличение магнитной эффективности приводит к уменьшению габаритов электромагнита. В выражении для предельной магнитной энергии можно потокосцепление заменить произведением числа витков обмотки w на некоторое расчетное значение потока $\Phi_р$:

$$\Psi_у = \Phi_р w = B_{я.р} \frac{\pi d_я^2}{4} w.$$

Намагничивающая сила $(I_у w)$ в свою очередь (см. гл. 5) однозначно связана с размерами обмотки и мощностью $P_у$, выделяющейся в ней:

$$I_у w = \sqrt{P_у \frac{D_к/d_я - 1}{D_к/d_я + 1} l_к \frac{f_0}{\rho\pi}},$$

[1] Потери энергии на гистерезис не учитываются, так как обычно в электромагнитах они несравненно меньше полезно использованной энергии.

где $D_к$ — внешний диаметр катушки с обмоткой;

$d_я$ — диаметр якоря электромагнита, примерно равный внутреннему диаметру катушки;

$l_к$ — длина катушки;

ρ — удельное сопротивление материала обмоточного провода;

f_0 — коэффициент, характеризующий заполнение окна обмотки.

Для рационально спроектированных электромагнитов, как будет далее показано, значения $D_к/d_я$ и $B_{я.р}$ лежат в определенных узких пределах. Поэтому величина

$$k' = B_{я.р}\left(\frac{d_я}{D_к}\right)^2\sqrt{\frac{D_к/d_я - 1}{D_к/d_я + 1}\cdot\frac{f_0}{\pi\rho}}$$

представляет собой некоторый коэффициент, лежащий для каждого типа электромагнита в определенных, не очень широких пределах. Тогда

$$(W_м)_{пред} = 1{,}02\cdot 10^{-7}\frac{\pi D_к^2}{4}\, l_к\sqrt{P_у}\cdot\frac{k'}{\sqrt{l_к}}\ кГ\cdot см,$$

где $P_у$ выражена в *вт*, ρ — в *ом·см*, $B_{я.р}$ — в *гс*, а линейные размеры в *см*. Таким образом, предельная магнитная энергия определяется размерами электромагнита и потребляемой мощностью.

Поэтому увеличение магнитной эффективности приводит к снижению размеров и веса электромагнита, к чему, естественно, всегда нужно стремиться.

Возможность повышения эффективности электромагнита за счет рациональной формы кривой намагничивания, соответствующей начальному положению якоря, в значительной степени зависит от того, насколько правильно выбрана конструктивная схема электромагнита для заданных условий работы (форма рабочего зазора, начальное положение якоря и т. д.).

Неполное использование энергии и снижение эффективности за счет конечного положения определяются в первую очередь величиной остаточных воздушных зазоров в магнитной цепи и формы кривой намагничивания стали магнитопровода. Эффективность будет повышаться при приближении остаточного зазора к нулю. Кроме конструктив-

ных возможностей, теоретический предел уменьшению зазора создает величина остаточного потока. Поэтому магнитопровод желательно выполнять из материала с минимальной коэрцитивной силой, имеющего кривую намагничивания с возможно более резким изгибом в области колена и наибольшей индукцией насыщения.

При рассмотрении возможностей увеличения магнитной эффективности электромагнита путем исключения потерь составляющих магнитной энергии, потенциально пригодных для превращения в механическую энергию, следует учитывать, что величина $\varkappa_м$ всегда будет меньше единицы из-за неизбежного уменьшения тока в обмотке электромагнита, если в процессе срабатывания его якорь движется с заметной скоростью. Кроме того, по условиям надежности всегда приходится снижать ток срабатывания электромагнита $i_{сраб}$ по сравнению с установившимся током в обмотке $I_у$ на величину, определяемую коэффициентом запаса:

$$k_з = \frac{I_у}{i_{сраб}} \geqslant 1.$$

Вследствие этих причин даже в хорошо спроектированных электромагнитах магнитная эффективность не превосходит величин $\varkappa_м = 0,4—0,7$.

1-4. Сила электромагнитного притяжения

Энергия, преобразуемая в электромагните в процессе перемещения его якоря в механическую энергию, проявляется в виде работы силы электромагнитного притяжения (1-3). Последняя, следовательно, может быть найдена, как

$$F_э = \frac{dW_{мех}}{ds}, \tag{1-9}$$

где $dW_{мех}$ — механическая энергия, затраченная при перемещении якоря на расстояние ds.

Если якорь перешел из положения s_0 в положение s (рис. 1-2,*б*), то энергия, преобразованная в процессе его перемещения в механическую,

$$W_{мех} = \int_0^{\Psi_б} i' \, d\Psi - \int_0^{\Psi_б} i \, d\Psi.$$

Здесь i' является функцией от Ψ, изображаемой в виде характеристики намагничивания *0—а—б*, а i — в виде характеристики *0—б*. Графически эта энергия выражается заштрихованной на рис. 1-2,*б* площадью. Вследствие действия электромагнитной индукции в процессе бесконечно малого перемещения ds величина потокосцепления, определяемая переходной кривой *б—б'*, должна остаться постоянной, и, следовательно, останется неизменным и первый член в выражении для механической энергии. Поэтому изменение энергии, преобразуемой в механическую, будет определяться лишь изменениями составляющей, связанной с положением s, а производная по s от первого члена рассматриваемого равенства равна нулю. Тогда

$$F_э = -\frac{d}{ds}\int_0^{\Psi_б} i\,d\Psi. \qquad (1\text{-}10)$$

Величина интеграла в полученной формуле согласно (1-7) представляет собой запас магнитной энергии, соответствующей положению якоря s, току $i_б$ и потокосцеплению $\Psi_б$.

Таким образом, сила электромагнитного притяжения определяется как частная производная по перемещению от преобразованной в энергию магнитного поля работы внешнего источника тока, соответствующей тому положению якоря, для которого находят силу. Ни от каких предшествующих положений и предшествующих запасов энергии эта сила не зависит.

Использование уравнения (1-10), дающего выражение силы электромагнитного притяжения в дифференциальной форме, не всегда представляется удобным. Оно может быть преобразовано к другому виду. Для этого, учитывая правило интегрирования по частям, представим интеграл в виде двух слагаемых:

$$\int_0^{\Psi_б} i\,d\Psi = i_б\Psi_б - \int_0^{i_б} \Psi\,di, \qquad (1\text{-}11)$$

где $i_б$ — значение тока, соответствующее потокосцеплению $\Psi_б$.

Подставим (1-11) в уравнение (1-10) и произведем дифференцирование. При дифференцировании под знаком интеграла следует учесть, что его пределы (в данном случае

величина тока $i_б$) зависят от параметра s, по которому производится дифференцирование. Тогда

$$F_э = -\frac{d\Psi_б}{ds} i_б - \Psi_б \frac{di_б}{ds} + \left[\Psi_б \frac{\partial i_б}{\partial s} + \int_0^{i_б} \frac{\partial \Psi}{\partial s} di\right].$$

Как уже говорилось, следует считать, что

$$\frac{d\Psi_б}{ds} = 0.$$

Таким образом, выражение для силы электромагнитного притяжения приобретает следующий вид:

$$F_э = \int_0^{i_б} \frac{d\Psi}{ds} di. \qquad (1\text{-}12)$$

Полученные уравнения (1-10) и (1-12), выражающие силу электромагнитного притяжения, будут учитывать влияние на величину силы как рабочего зазора, так и паразитных зазоров, потоков рассеивания и насыщения стали магнитной цепи, если их влияние учтено в характеристике намагничивания электромагнита. Эту характеристику в графическом или аналитическом виде необходимо иметь при расчете. При выводе уравнений силы электромагнитного притяжения никак не учитывались конструктивные особенности электромагнита. Следовательно, полученные результаты применимы для электромагнитов любого типа. В том случае, когда якорь совершает не поступательное перемещение s, а имеет угловое перемещение φ, удобнее пользоваться модифицированными формулами:

$$M_э = -\frac{d}{d\varphi} \int_0^{\Psi_б} i\, d\Psi, \qquad (1\text{-}10а)$$

или

$$M_э = \int_0^{i_б} \frac{d\Psi}{d\varphi} di. \qquad (1\text{-}12а)$$

Здесь $M_э$ представляет собой электромагнитный вращающий момент относительно оси вращения якоря.

Как видно из уравнения (1-10), величина и ход кривой изменения силы электромагнитного притяжения определяются характером зависимости потокосцепления от положения якоря и тока в его обмотке, т. е. зависит от вида характеристики намагничивания.

Форма кривой *0—1—2—3—4*, показанной на рис. 1-2,*а*, не является единственно возможной. В зависимости от величины тока трогания i_1, а также в зависимости от характера нагрузки, противодействующей движению якоря, переходная характеристика намагничивания может иметь

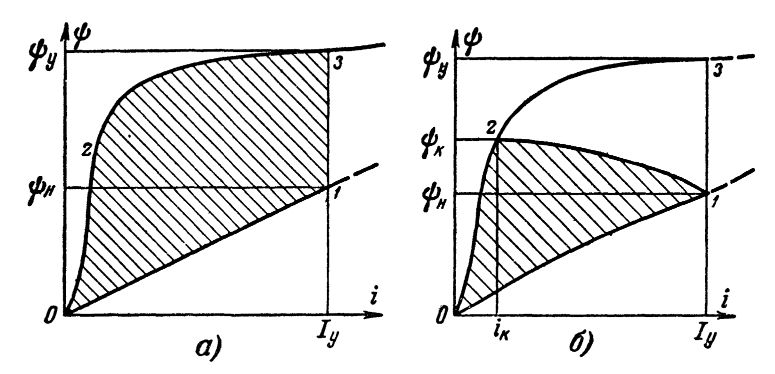


Рис. 1-3. Предельные динамические характеристики намагничивания.

а — движение якоря при постоянстве тока; *б* — движение предварительно заторможенного якоря на холостом ходу.

иную форму, например показанную на рис. 1-2,*в*. Если сравнивать характеристики рис. 1-2,*а* и рис. 1-2,*в*, можно сказать, что в первом случае движение происходило при относительно малой нагрузке на якоре, а во втором — при значительно большей. Вследствие этого во втором случае движение начинается при большем значении тока, и энергия, преобразованная в механическую (заштрихованная площадь), значительно увеличивается. Предельные случаи переходных характеристик намагничивания показаны на рис. 1-3.

Предположим, что в процессе перехода якоря из начального положения в конечное ток в обмотке остается неизменным (рис. 1-3,*а*). Это, например, будет иметь место при растормаживании якоря электромагнита с обмоткой последовательного включения, по которой протекает практически неизменный ток нагрузки. В электромагните с обмоткой параллельного включения подобные условия

могут быть, если перемещение начинается при установившемся значении тока, и противодействующая движению сила в каждый момент по величине равна силе электромагнитного притяжения (перемещение якоря при этом будет происходить с бесконечно малой скоростью).

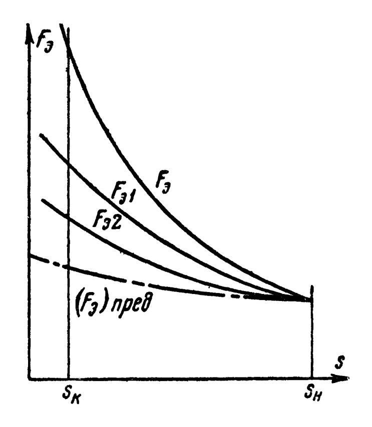


Рис. 1-4. Электромеханические характеристики электромагнита.

В случае неизменной величины тока энергия, поступающая из сети для превращения в механическую (площадь *0—1—3—2—0*), оказывается наибольшей. При этом в каждом положении на якорь будет действовать максимальная сила электромагнитного притяжения, соответствующая статической электромеханической характеристике. Для данного значения напряжения $U_{тр}$, приложенного к обмотке электромагнита, при котором начинается движение якоря, существует одна единственная статическая электромеханическая характеристика (кривая $F_э$ на рис. 1-4). При этом же значении напряжения в зависимости от того, как противодействующие движению силы изменяются по ходу якоря (рис. 1-5), может быть множество различных динамических характеристик ($F_{э1}$, $F_{э2}$ и т. д. на рис. 1-4). Все они располагаются между статической ($F_э$) и предельной динамической характеристикой. Последняя получается, если предварительно заторможенный якорь освободить и предоставить ему возможность двигаться без полезной нагрузки (холостой ход). В этом случае сопротивление движению будут создавать только трение (демпфирование) и инерция подвижных частей. Скорость движения будет наибольшая, а энергия, превращающаяся в механическую (рис. 1-3,*б*), окажется минимальной (площадь *0—1—2—0*).

Как для вычисления статических, так и для вычисления динамических электромагнитных сил справедливы уравнения (1-9) и (1-10). Различие заключается лишь в том, что пределы интегрирования и значения токов в этих двух случаях будут разными. При определении статической

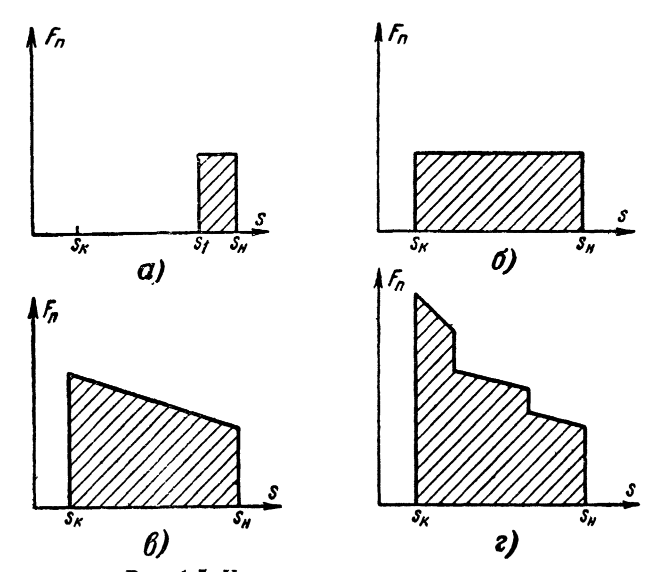


Рис. 1-5. Характерные виды нагрузок.

а — нагрузка создается механизмом защелки; *б* — нагрузка при подъеме груза; *в* — нагрузка в виде пружины; *г* — нагрузка от ряда последовательно вступающих в действие пружин.

силы (см. рис. 1-2,*б*) нужно в качестве предела интегрирования брать величину $\Psi_в$ и ток $i_в$, а в случае вычисления динамической силы соответственно—$\Psi_б$ и $i_б$.

1-5. Работа силы электромагнитного притяжения

Площадь, ограниченная электромеханической характеристикой и осью абсцисс, в пределах перемещения якоря выражает работу, произведенную электромагнитной силой (рис. 1-6,*а*).

Часть ее

$$W_п = \int\limits_{s_Н}^{s_К} F_п \, ds, \qquad (1\text{-}13)$$

пропорциональная площади $s_Н$—*1*—*2*—*3*—*4*—$s_К$, равна полезной работе. Остальная часть механической энергии, соответствующая площади *1*—*2*—*3*—*4*—*6*—*5*—*1*, превращается в кинетическую энергию движущихся частей:

$$W_v = m\frac{v_К^2}{2}. \qquad (1\text{-}14)$$

Здесь $v_{к}$ — скорость движения якоря в конце хода.

Эта часть энергии рассеивается в виде тепла при ударе якоря об упор. Однако ее нельзя считать затраченной совершенно бесполезно, поскольку от нее зависит величина времени движения, а следовательно, и времени срабатывания электромагнита. Величина $W_{е}$, определяемая

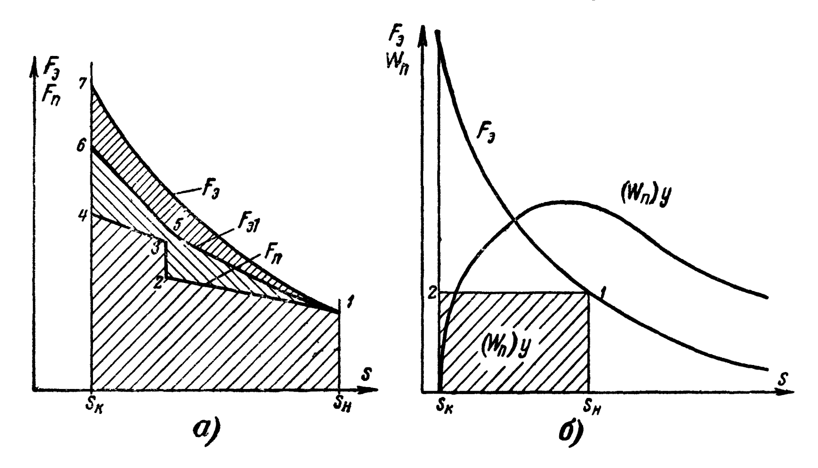


Рис. 1-6. Работа силы электромагнитного притяжения.
а — работа при реальной нагрузке; *б* — условная полезная работа.

разностью между механической энергией $(W_{мех})_{ст}$, соответствующей статической характеристике $F_{э}$, и энергией $(W_{мех})_{дин}$, соответствующей динамической характеристике $F_{э1}$, представляет собой ту энергию, которая могла быть использована при бесконечно медленном перемещении якоря (работа по статической характеристике). В остальных случаях эта часть энергии не поступает из электрической сети вследствие противодействия э. д. с. самоиндукции и э. д. с. движения, возникающей в процессе перемещения якоря. На графике характеристик намагничивания (например, на рис. 1-2,*а*) величине $W_{е}$ соответствует площадь *1—2—3—4—5*.

Если пренебречь потерями от перемагничивания и вихревых токов, а также потерями, связанными с преодолением сил трения, т. е. считать, что избыточная сила целиком участвует в ускорении движущихся частей, то на основании принципа взаимности для электромеханических

систем [Л. 1-8] кинетическая энергия движущихся частей должна равняться энергии, связанной с противо-э. д. с.

$$W_v = W_е = \frac{1}{2}[(W_м)_{ст} - W_п]. \qquad (1\text{-}15)$$

На рис. 1-6,*а* этому условию соответствует равенство площадей *1—2—3—4—6—5—1* и *1—5—6—7—1*.

Таким образом, из всей энергии, превращающейся в электромагните в механическую, только часть используется как полезная в полном смысле слова, т. е. как работа по перемещению нагрузки. Можно ввести понятие эффективности конструкции электромагнита по использованию механической энергии:

$$\varkappa_{мех} = \frac{W_п}{W_{мех}}. \qquad (1\text{-}16)$$

Коэффициент использования по механической энергии будет тем выше, чем ближе на всем протяжении хода характеристика силы нагрузки приближается к электромеханической характеристике. При заданной характеристике нагрузки, наоборот, та конструкция электромагнита будет наиболее рациональной, у которой электромеханическая характеристика наиболее полно согласуется с нагрузкой.

Отсюда следует также, что желание получить большее быстродействие приводит к снижению эффективности использования по механической энергии, а электромагнит с высоким значением $\varkappa_{мех}$ будет иметь увеличенное время движения. Задача рационального проектирования заключается в том, чтобы не затрачивать излишней энергии на ускорение движущихся частей. Так как коэффициент использования по механической энергии для одного и того же электромагнита зависит от характера нагрузки, он не может быть использован для оценки электромагнита в общем случае. Поэтому сравнение различных электромагнитов независимо от того, на какие нагрузки они работают, удобно производить по величине условной полезной работы (рис. 1-6,*б*).

Под условной полезной работой подразумевают произведение электромагнитной силы, соответствующей определенному положению *s* якоря электромагнита, на величину его возможного хода:

$$(W_п)_у = F_э(s_к - s), \qquad (1\text{-}17)$$

где $s_к$ — конечное положение якоря.

У отдельных типов электромагнитов зависимость электромагнитной силы по ходу якоря имеет провалы, т. е. сила на некоторых участках по мере приближения к конечному положению может не повышаться, а снижаться. В этом случае за условную полезную работу принимают произведение минимального значения силы на данном участке хода на величину хода якоря. Графически величина условной полезной работы изображается в виде площади $s_к - s_н$ —*1*—*2* на рис. 1-6,*б* и соответствующей площади *0*—*1*—*1'*—*0* на рис. 1-2,*а*. Если запас магнитной энергии в конечном положении (площадь *0*—*1'*—Ψ_1—*0* на рис. 1-2,*а*) мал, то приближенно можно считать, что

$$(W_п)_у = \frac{\Psi_1 i_1}{2}.$$

При $s = s_к$ условная полезная работа равна нулю. То же самое имеет место при значительном увеличении хода якоря, так как тогда $F_э \to 0$. В некотором промежуточном положении величина условной полезной работы достигает максимума (рис. 1-6,*б*). Таким образом, если считать, что нагрузка на электромагнит примерно постоянна по ходу якоря, имеется оптимальное начальное положение, дающее максимальную полезную работу. Это положение зависит от формы электромеханической характеристики. Последняя в свою очередь определяется конструкцией электромагнита. Отсюда следует, что при прочих равных условиях целесообразно выбирать такую конструкцию, для которой заданный ход соответствовал бы точке максимума условной полезной работы.

1-6. Время срабатывания

Полная величина времени срабатывания складывается из времени трогания $t_{тр}$ и времени движения $t_{дв}$. Точные способы нахождения времени срабатывания связаны с анализом происходящих в электромагните динамических процессов. Они будут подробно рассмотрены в гл. 10 и 11. Однако качественную оценку времени включения можно произвести на основании следующих простых сообраэкений.

При неподвижном якоре процесс нарастания величины н. с., действующей в электромагните, будет определяться соотношением между индуктивным сопротивлением и сопротивлением при постоянном токе, а также влиянием

вихревых токов, появляющихся в металлических массивных деталях, пронизываемых магнитным потоком. Если насыщение в материале магнитопровода отсутствует, что обычно имеет место до начала перемещения якоря, можно считать, что нарастание тока в обмотке электромагнита будет происходить по экспоненциальному закону. Тогда время трогания, может быть представлено в виде:

$$t_{тр} = T_э \ln \frac{I_у}{I_у - i_{тр}},$$

где $T_э$ — электромагнитная постоянная времени обмотки;
$I_у$ — установившееся значение тока;
$i_{тр}$ — значение тока трогания якоря.

Выражая ток трогания через установившийся ток $i_{тр} = \frac{I_у}{k_з}$, получим:

$$t_{тр} = T_э \ln \frac{k_з}{k_з - 1}.$$

Постоянная времени обмотки электромагнита

$$T_э = \frac{\Psi_{тр}}{i_{тр}R} = \frac{\Psi_{тр}\, i_{тр}}{UI_у} k_з^2.$$

Используя понятие условной полезной работы, получим:

$$T_э = \frac{2k_з^2 (W_п)_у}{10{,}2 P_у}.$$

Если $(W_п)_у$ выражать в *кГ·см*, а мощность, потребляемую обмоткой $P_у = UI_у$ в *вт*, то постоянная времени будет получаться в секундах. Используя полученное выражение для $T_э$, находим, что время трогания

$$t_{тр} \approx 0{,}2 \frac{(W_п)_у}{P_у} k_з^2 \ln \frac{k_з}{k_з - 1} \text{ [сек].} \qquad (1\text{-}18)$$

Время движения можно получить, используя полученные выражения (1-14) и (1-15) для кинетической энергии. Рассматривая случай, когда нагрузка электромагнита соответствует случаю условной полезной работы, имеем:

$$m \frac{v_к^2}{2} = \frac{1}{2} [(W_м)_{ст} - (W_п)_у].$$

Примем [Л. 1-9], что пройденный якорем путь связан с временем движения уравнением $\Delta s = qt^4$. Тогда текущее значение скорости будет:

$$\frac{ds}{dt} = 4qt^3,$$

где q — постоянный коэффициент, связанный с особенностями конструкции электромагнита. Скорость в конце движения, когда якорь приходит в положение $s_К$:

$$v_К = 4\,\frac{s_К - s_Н}{t'_{дв}}.$$

Подставляя полученное значение скорости в выражение для кинетической энергии, находим:

$$t'_{дв} = 4\,\frac{(s_К - s_Н)\sqrt{m}}{\sqrt{(W_м)_{ст} - (W_п)_у}}\ [сек]. \qquad (1\text{-}19)$$

В этом уравнении путь должен быть взят в *см*, масса в $\frac{кГ \cdot сек^2}{см}$, а работа в *кГ·см*.

Воспользовавшись полученным в § 1-3 выражением для предельного значения магнитной энергии, в р е м я д в и ж е н и я можно представить как

$$t'_{дв} = 4\,\frac{(s_К - s_Н)\sqrt{m}}{\sqrt{1{,}02 \cdot 10^{-7}\,\frac{\pi D_к^2}{4}\,l_к\sqrt{P_у}\,\frac{k'}{\sqrt{l_к}}(\varkappa_м)_{ст} - (W_п)_у}}. \qquad (1\text{-}20)$$

Таким образом, как время трогания, так и время движения, а следовательно, и полное время срабатывания в первую очередь зависят от соотношения между полезной работой, которую должен произвести электромагнит, и мощностью его обмотки. Кроме того, время трогания в значительной степени зависит от коэффициента запаса обмотки по току срабатывания, а время движения — от величины хода якоря и массы движущихся частей. Следует еще раз подчеркнуть, что в силу ряда упрощений, сделанных при выводе, уравнения (1-18)—(1-20) могут рассматриваться лишь как приближенные, дающие скорее качественную, чем количественную картину.

1-7. Мощность, потребляемая электромагнитом

Предельная мощность, потребляемая электромагнитом, может ограничиваться как величиной допустимого нагрева его обмотки, так, в некоторых случаях, и условиями питания цепи обмотки электромагнита.

Для силовых электромагнитов, как правило, ограничением является его нагрев за период включенного состояния. Поэтому величина допустимого нагрева и его правильный учет являются при проектировании факторами, такими же важными, как заданная сила, ход и вопросы электромагнитного расчета.

Выбор рациональной конструкции, как в магнитном и механическом отношении, так и в смысле тепловых характеристик позволяет при заданных условиях получить конструкцию с минимальными габаритами и весом, а следовательно, и наименьшей стоимости. Применение более совершенных магнитных материалов и обмоточных проводов также способствует увеличению эффективности конструкции.

В некоторых случаях электромагниты (для реле, регуляторов и др.) проектируют из расчета получения максимального усиления, т. е. минимального потребления мощности при заданной полезной работе. Такие электромагниты характеризуются сравнительно небольшими электромагнитными силами и ходами и легкими подвижными частями. Нагрев их обмоток бывает значительно ниже допустимого. Теоретически мощность, потребляемая электромагнитом, может быть сколь угодно снижена путем соответствующего увеличения размеров его катушки. Практически предел этому создают увеличивающаяся длина среднего витка обмотки и длина средней линии магнитной индукции, вследствие чего увеличение размеров электромагнита становится малоэффективным.

1-8. Основные характеристики электромагнита

Рассмотренные в данной главе общие закономерности рабочего процесса электромагнита определяют его основные характеристики. Наиболее общими являются динамические характеристики, которые учитывают изменение н. с. электромагнита в процессе его срабатывания за счет действия э. д. с. самоиндукции и движения, а также учитывают трение, демпфирование и инерцию подвижных частей. Для некоторых типов электромагнитов (быстродействующие приводы выключателей, электромагнитные вибраторы

и т. д.) знание динамических характеристик является обязательным, так как только они характеризуют рабочий процесс такого электромагнита. Однако получение динамических характеристик сопряжено с большой вычислительной работой. Поэтому в большинстве случаев, особенно когда не требуется точного определения времени срабатывания, ограничиваются рассмотрением статических характеристик. Последние получаются, если не учитывать влияния на электрическую цепь движущегося якоря электромагнита, а также не учитывать изменения потокосцепления по времени, т. е. считать, что ток в обмотке электромагнита неизменен.

Важнейшими характеристиками электромагнита с точки зрения его оценки являются следующие:

1. Электромеханическая характеристика. Она представляет собой зависимость электромагнитной силы $F_э$ от положения якоря s для различных постоянных значений напряжения, подведенного к обмотке, или тока в обмотке:

$$F_э = f(s) \quad \text{при } U = \text{const},$$

или

$$F_э = f(s) \quad \text{при } i = \text{const}.$$

2. Нагрузочная характеристика. Эта характеристика связывает значение электромагнитной силы и величину напряжения, подведенного к обмотке, или тока в ней при различных положениях якоря:

$$\left.\begin{aligned} F_э &= f(U); \\ F_э &= f(i). \end{aligned}\right\} \text{ для } s = \text{const}.$$

3. Условная полезная работа. Последняя определяется как произведение электромагнитной силы, соответствующей данному положению якоря, на величину его возможного хода:

$$(W_п)_у = F_э (s_К - s_Н) \quad \text{при } i = \text{const}.$$

Значение условной полезной работы для данного электромагнита является функцией начального положения якоря и величины тока в обмотке электромагнита.

4. Время срабатывания электромагнита при прочих равных условиях является функцией начальной силы $F_п$, противодействующей перемещению якоря:

$$t_{сраб} = f(F_п) \quad \text{при } U = \text{const}.$$

5. Характеристика нагрева, представляющая зависимость температуры нагрева обмотки электромагнита от продолжительности включенного состояния:

$$\vartheta_{\text{обм}} = f(t).$$

6. Показатель добротности электромагнита, определяемый как отношение веса электромагнита к величине условной полезной работы:

$$Д = \frac{\text{вес электромагнита}}{(W_{\text{п}})_{\text{у}}} = f(s).$$

7. Показатель экономичности, являющийся отношением потребляемой обмоткой электромагнита мощности к величине условной полезной работы:

$$Э = \frac{\text{потребл. мощность}}{(W_{\text{п}})_{\text{у}}} = f(s).$$

Перечисленные характеристики позволяют установить пригодность данного электромагнита к определенным условиям его работы. Целью расчета, наоборот, является создание такого электромагнита, который обладал бы необходимыми характеристиками для удовлетворения заданным требованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1-1. Нетушил А. В., Поливанов К. М., Основы электротехники, ч. 3, Госэнергоиздат, 1956.

1-2. Бабиков М. А., Электрические аппараты, ч. I, Госэнергоиздат, 1951.

1-3. Буйлов А. Я., Основы электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, 1946.

1-4. Гордон А. В., Расчет броневых электромагнитов минимального веса, диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

1-5. Буйлов А. Я., Методика расчета электромагнита постоянного тока, «Электричество», 1949, № 3.

1-6. Романовский В. Б., О работе соленоида, Высоковольтное аппаратостроение, Сборник статей, ОНТИ, 1935.

1-7. Ротерс, Электромагнитные механизмы, перевод с английского, Госэнергоиздат, 1949.

1-8. Ольсон Г., Динамические аналогии, Изд. иностранной литературы, 1947.

1-9. Москвитин А. И., Электрические машины возвратно-поступательного движения, АН СССР, 1950.

ГЛАВА ВТОРАЯ

МАГНИТНЫЕ ЦЕПИ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ

2-1. Общие замечания

Магнитная цепь, образующая замкнутый контур, в котором при наличии намагничивающей силы (н. с.) образуется магнитный поток и вдоль которого замыкаются линии магнитной индукции, лежит в основе электромагнита.

В подавляющем большинстве случаев главный или рабочий магнитный поток электромагнита проходит преимущественно по магнитопроводу, т. е. той части магнитной цепи, которая содержит детали, выполненные из ферромагнитных материалов. Особняком стоит лишь немногочисленная группа так называемых соленоидных электромагнитов, в которых магнитопровод практически отсутствует.

Применяемые в электромагнитах магнитопроводы весьма разнообразны как по конструктивному выполнению, так и по соотношению размеров образующих их деталей. Однако с точки зрения влияния на характеристики электромагнита и особенно с точки зрения расчета все они могут быть разбиты на три основные группы.

Первую группу составляют магнитопроводы с внешним якорем, расположенным со стороны торца катушки, несущей намагничивающую обмотку. Они лежат, например, в основе электромагнитов клапанного типа.

Вторая группа включает магнитопроводы с внешним якорем, расположенным вдоль образующей катушки, или с так называемым боковым расположением якоря.

В третью группу входят магнитопроводы с подвижным сердечником (якорем), входящим внутрь катушки. Эта разновидность магнитопровода применяется в электромагнитах втяжного типа.

Типовые конфигурации магнитопроводов, принадлежащих к каждой из этих групп, показаны на рис. 2-1.

Путем расчета магнитной цепи обычно решается одна из двух задач:

1. Определяется величина н. с. обмотки, которую необходимо иметь для создания заданной величины магнитного потока в определенном сечении магнитной цепи.

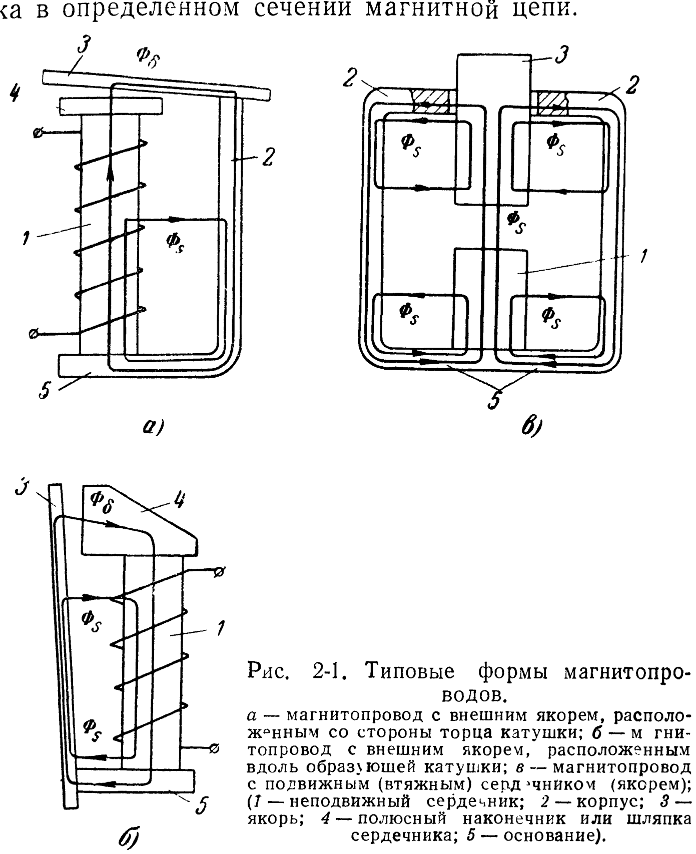


Рис. 2-1. Типовые формы магнитопроводов.

а — магнитопровод с внешним якорем, расположенным со стороны торца катушки; *б* — магнитопровод с внешним якорем, расположенным вдоль образующей катушки; *в* — магнитопровод с подвижным (втяжным) сердечником (якорем); (*1* — неподвижный сердечник; *2* — корпус; *3* — якорь; *4* — полюсный наконечник или шляпка сердечника; *5* — основание).

2. Определяется значение магнитного потока в интересующем сечении магнитной цепи, соответствующее заданной н. с. обмотки.

При этом предполагается, что размеры магнитопровода известны, имеется заданная в той или иной форме кривая намагничивания его материала, вычислены (см. гл. 3) значения проводимости путей магнитного потока по воздуху.

При расчете магнитных цепей, исходя из формальной аналогии с электрическими цепями, пользуются соответствующими правилами и способами расчета.

Исходными уравнениями при этом являются:

для узла магнитной цепи

$$\sum \Phi = 0; \qquad (2\text{-}1)$$

для участка магнитной цепи

$$\Phi = \frac{U_м}{R_м} = U_м G_м; \qquad (2\text{-}2)$$

для замкнутого контура

$$\sum \Theta = \sum \Phi R_м. \qquad (2\text{-}3)$$

В этих уравнениях:

Φ — магнитный поток;

$U_м$ — разность магнитных потенциалов между концами участка;

$R_м$ — магнитное сопротивление и $G_м$ — магнитная проводимость участка;

Θ — н. с.

Уравнение (2-1), аналогичное первому уравнению Кирхгофа, вытекает из того, что линии вектора магнитной индукции являются замкнутыми, т. е. не имеют конца и начала. Поэтому *алгебраическая сумма магнитных потоков в узле магнитной цепи равняется нулю.*

Уравнение (2-2) записывается по аналогии с законом Ома для участка электрической цепи. Таким образом, *магнитный поток выражается как частное от деления разности магнитных потенциалов на каком-либо участке на магнитное сопротивление этого участка*, или как произведение разности магнитных потенциалов на соответствующую магнитную проводимость.

На основании закона полного тока *алгебраическая сумма н. с., действующих в замкнутом контуре магнитной цепи, равна алгебраической сумме падений магнитного потенциала в этом контуре.* Этому правилу соответствует уравнение (2-3), аналогичное выражению второго закона Кирхгофа.

Продолжая аналогию с электрической цепью, часто для наглядности составляют электрическую схему замещения магнитной цепи. В схеме замещения н. с. заменяется э. д. с., магнитный поток — электрическим током, а ма-

гнитные сопротивления отдельных участков магнитопровода и воздушных промежутков — соответствующими электрическими сопротивлениями.

Основной особенностью магнитных цепей электромагнитов является наличие, кроме главного потока Φ_δ, дополнительных потоков Φ_s, называемых потоками рассеяния или утечки. Главный поток проходит через рабочий зазор и все остальные элементы магнитной цепи. Потоки рассеяния минуют рабочий зазор, частично проходя по отдельным участкам магнитной цепи и частично — по воздуху. Практически при всех встречающихся соотношениях размеров потоки рассеяния соизмеримы с главным потоком и их необходимо учитывать.

На рис. 2-1 эти потоки условно показаны сосредоточенными. В действительности они охватывают все пространство между частями магнитной цепи, пересекая обмотку по различным направлениям.

Точно учесть эти направления, как правило, не удается, поэтому первой и необходимой предпосылкой расчета магнитной цепи электромагнита является предположение относительно характера путей потоков рассеяния.

Основная трудность расчета магнитной цепи заключается в необходимости учета магнитного сопротивления участков, выполненных из ферромагнитных материалов с присущей им нелинейной зависимостью магнитного сопротивления от величины магнитного потока.

Так как эта зависимость (кривая намагничивания материала) обычно задается в виде графика, то большинство способов расчета магнитных цепей являются графическими, графоаналитическими или численными. Успешно развиваемые в последнее время аналитические способы расчета магнитной цепи предусматривают необходимость аппроксимации кривой намагничивания каким-нибудь приближенным уравнением.

2-2. Характеристики магнитных материалов, применяемых в электромагнитах

а) *Общие свойства ферромагнитных материалов.* Магнитопроводы электромагнитов выполняются из магнитномягких ферромагнитных материалов. Характерными чертами ферромагнитных материалов является легкость намагничивания в относительно слабых магнитных полях с напряженностью порядка сотен ампер на сантиметр и зависимость намагниченности от температуры вплоть до

полного исчезновения ферромагнетизма при некотором значении температуры в пределах твердого состояния тела. К ферромагнитным веществам относятся железо, кобальт, никель и редкоземельные металлы гадолиний и диспрозий. Однако в чистом виде для изготовления магнитопроводов они, за исключением железа, не применяются. Наибольшее употребление для этих целей находят сплавы железа с углеродом, кремнием, железоникелевые и железокобальтовые сплавы.

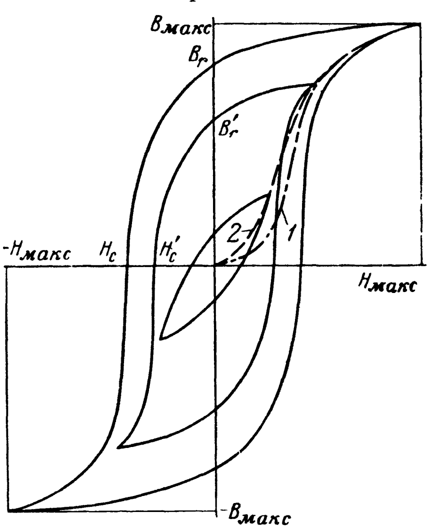


Рис. 2-2. Предельная петля гистерезиса магнитномягкого ферромагнитного материала.

Для ферромагнитных материалов связь между магнитной индукцией и напряженностью поля не является однозначной. Она зависит от предыдущего магнитного состояния и определяется точками, находящимися внутри **предельной петли магнитного гистерезиса** (рис. 2-2).

Если в первоначально размагниченном образце увеличивать напряженность поля, то индукция будет возрастать по **кривой первоначального намагничивания** (кривая *1* рис. 2-2). При циклическом изменении напряженности поля между равными по величине положительным и отрицательным значениями $H_{макс}$ индукция будет следовать так называемым симметричным или основным петлям магнитного гистерезиса, конфигурация которых определяется для данного образца пределами изменения напряженности поля. Кривая, идущая от начала координат, и соединяющая вершины основных петель, называется **основной или коммутационной кривой намагничивания** (кривая *2* рис. 2-2). Начальная и основная кривые намагничивания, за исключением начального участка, идут весьма близко друг к другу.

Часть симметричной петли гистерезиса, по которой следует индукция при снижении напряженности поля, носит название **нисходящей ветви**. Ее пересечение с осью

ординат определяет остаточную индукцию B'_r, а пересечение с осью абсцисс — коэрцитивную силу H'_c. Последняя представляет собой напряженность поля обратного знака, которая должна быть приложена к образцу, чтобы снизить в нем индукцию до нуля[1]. Участок нисходящей петли гистерезиса, заключенный между B'_r и H'_c, представляет собой кривую размагничивания, являющуюся важнейшей характеристикой магнитнотвердых материалов. При сравнительно малых значениях $H_{макс}$ на симметричных петлях B'_r и H'_c возрастают с ростом $H_{макс}$ и соответствующей ей индукции $B_{макс}$. Когда $H_{макс}$ достигает значения, соответствующего максимально возможной для данного материала намагниченности J_s, а индукция соответствующего ей значения B_s, коэрцитивная сила и остаточная индукция достигают наибольших значений H_c и B_r. Эти значения, соответствующие предельной петле магнитного гистерезиса, и задаются обычно как характеристики материала.

Остаточная индукция у преобладающего большинства ферромагнитных материалов колеблется незначительно, оставаясь в пределах 0,5—0,8 от индукции насыщения. Поэтому площадь петли гистерезиса, характеризующая потери на перемагничивание, в основном определяется значением коэрцитивной силы. У магнитномягких материалов, наиболее часто применяемых в электромагнитах постоянного тока коэрцитивная сила лежит в пределах от десятых долей до полутора — двух ампер на сантиметр.

Для работы электромагнитов постоянного тока, как и для многих других электрических аппаратов, характерными являются частные циклы магнитного гистерезиса. Последние получаются при несимметричном относительно начала координат или даже одностороннем изменении напряженности поля (рис. 2-3).

В процессе намагничивания материала магнитопровода электромагнита (нарастание тока в обмотке, притяжение

---

[1] $B = 0$ при $H = H'_c$. Если затем уменьшить H до нуля, то индукция вновь появится и примет значение B'_0. Часто коэрцитивную силу определяют как величину, при которой становится равной нулю намагниченность J, а не индукция. При малых значениях H_c оба определения дают практически совпадающие величины.

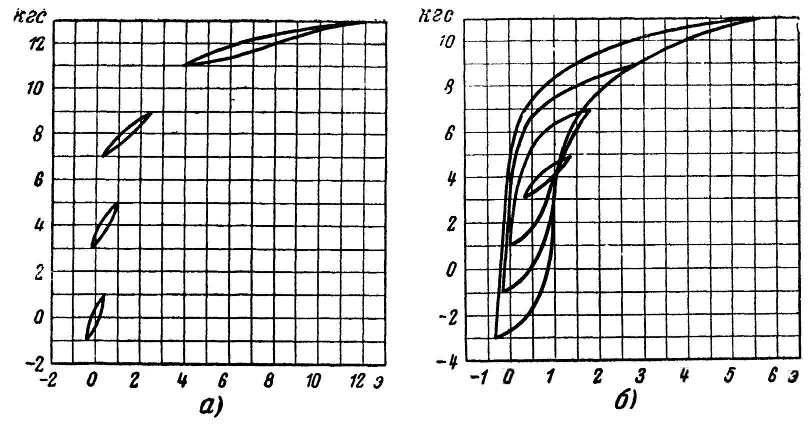


Рис. 2-3. Несимметричные петли гистерезиса.

а — петли с одинаковой амплитудой индукции и различным смещением; *б* — петли с различной амплитудой индукции и одинаковым смещением.

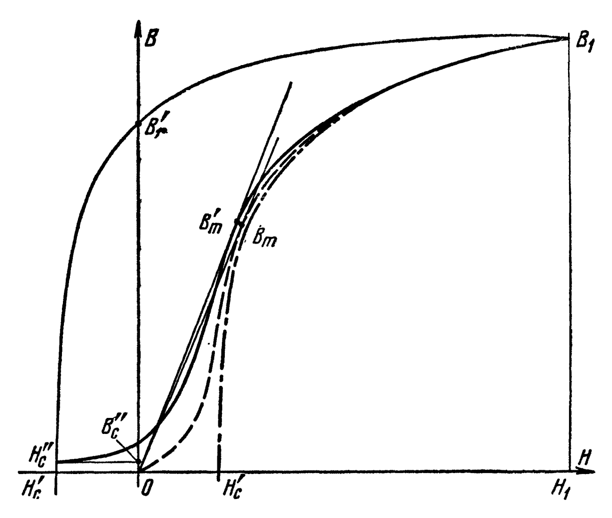


Рис. 2-4. Частный цикл магнитного гистерезиса, соответствующий рабочему процессу в электромагните.

якоря) магнитная индукция (рис. 2-4) увеличивается по кривой $H_c'' - B_m' - B_1$. При размагничивании (спадание тока, возврат якоря) индукция уменьшается по кривой $B_1 - B_r' - H_c''$. Кривая повторного намагничивания $H_c'' - B_m' - B_1$ в области колена и особенно при больших напряженностях

поля практически совпадает с основной кривой намагничивания $0 - B_m - B_1$. Пределы изменения напряженности (H_1, H_c'') и индукции (B_1, B_c'') частного цикла магнитного гистерезиса в электромагните зависят от величины н. с. обмотки, размеров магнитопровода, воздушных зазоров при начальном и конечном положениях якоря.

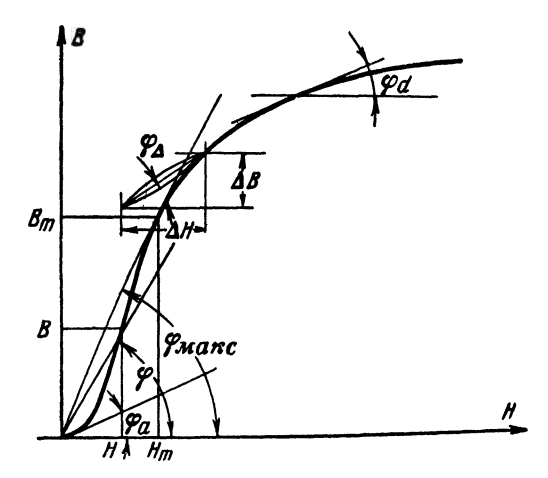


Рис. 2-5. Определение различных видов магнитной проницаемости по основной кривой намагничивания.

$$\mu_a = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{dB}{dH}\right)_{(H=0)} \equiv \operatorname{tg} \varphi_a; \qquad \mu = \frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{B}{H} \equiv \operatorname{tg} \varphi;$$

$$\mu_{\text{макс}} = \frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{B_m}{H_m} \equiv \operatorname{tg} \varphi_{\text{макс}}; \qquad \mu_\Delta = \frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{\Delta B}{\Delta H} \equiv \operatorname{tg} \varphi_\Delta;$$

$$\mu_d = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{dB}{dH}\right) \equiv \operatorname{tg} \varphi_d.$$

Так как связь между напряженностью поля и индукцией зависит от предыдущего магнитного состояния и определяется бесчисленным множеством кривых, лежащих внутри предельной петли гистерезиса, магнитная проницаемость материала μ также не может быть определена однозначно (рис. 2-5).

Приводимая обычно в качестве характеристики данного материала относительная магнитная проницаемость $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ определяется через отношение величин, соответствующих

основной кривой намагничивания. Ее значение при $B=0$, определяемое наклоном касательной к основной кривой намагничивания в этой точке, носит название начальной проницаемости μ_a. Величина последней у большинства ферромагнитных материалов, применяемых в электромагнитах, имеет порядок нескольких сотен, но у железоникелевых сплавов достигает нескольких десятков тысяч.

Максимальная проницаемость $\mu_{макс}$ имеет место в той точке основной кривой намагничивания, через которую проходит касательная, проведенная из начала координат. Ее значения колеблются от нескольких сот до нескольких тысяч, достигая у железоникелевых сплавов 100—200 тыс.

Дифференциальная проницаемость определяется как производная в данной точке кривой намагничивания:

$$\mu_d=\frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{dB}{dH}.$$

Для основной кривой намагничивания наибольшее значение дифференциальной проницаемости, очевидно, выше максимальной проницаемости; в точке $B=0$ дифференциальная проницаемость равна начальной проницаемости, а за коленом кривой намагничивания дифференциальная проницаемость становится меньше проницаемости μ.

В тех случаях, когда напряженность поля, имея постоянную слагающую, меняется в небольших пределах, изменения индукции происходят по малому частному циклу гистерезиса, и связь между напряженностью поля и индукцией может быть приближенно выражена через проницаемость в частном цикле:

$$\mu_\Delta=\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\Delta B}{\Delta H}\right).$$

Последняя представляет собой отношение приращения индукции ΔB к соответствующему изменению напряженности ΔH на малом цикле.

Ее величина в каждой точке нормальной кривой ниже проницаемости μ и зависит от смещающего поля, а также от ΔH.

Предел, к которому стремится μ_Δ при уменьшении ΔH до нуля, называется обратимой проницаемостью μ_r.

Проницаемость на частном цикле, начинающемся на кривой размагничивания, носит название коэффициента

возврата, являющегося важнейшей характеристикой для магнитнотвердых материалов.

Величины μ_a и $\mu_{макс}$ определяются только по основной кривой намагничивания. Остальные виды магнитной проницаемости применимы к любому магнитному состоянию ферромагнетика вплоть до предельной петли магнитного гистерезиса. Наличие магнитного гистерезиса определяет необходимость затраты определенной энергии на перемагничивание магнитопровода в процессе изменения его магнитного состояния. Потери в единице объема магнитопровода за один цикл при симметричном перемагничивании с амплитудой индукции B_m:

$$W'_h = k_h B_m^n \ [вт \cdot сек/см^3].$$

Примерные значения коэффициентов k_h и n для определенной области значений $B_{макс}$ приведены в табл. 2-1.

Таблица 2-1

Значения коэффициентов для подсчета потерь на гистерезис

Материал	k	n	Область B_m, гс
Сталь низкоуглеродистая электротехническая марки Э	$2,6 \cdot 10^{-11}$	2,0	7 000—13 000
То же, неотожженная	$1,1 \cdot 10^{-10}$	1,63	7 000—13 000
Сталь качественная конструкционная марки 10 отожженная .	$1,1 \cdot 10^{-10}$	1,62	5 100—13 000
Сталь качественная конструкционная марки 20 отожженная . . .	$1,51 \cdot 10^{-9}$	1,5	5 100—15 500
Сталь электротехническая марки Э-21	$1,06 \cdot 10^{-10}$	1,57	3 100—13 000
Сталь электротехническая марки Э-31	$1,73 \cdot 10^{-11}$	1,70	4 000—11 500

При несимметричном цикле, например в случае наложения переменного поля на постоянное, потери будут иными. В этом случае их приближенно можно выразить через потери при симметричном цикле, умноженные на коэффициент смещения. Последний представляет собой величину, бо́льшую единицы, и зависит как от амплитуды изменения индукции, так и от смещения центра частного цикла от начала координат.

В случае периодического симметричного изменения магнитного состояния удобнее пользоваться понятием мощно-

сти потерь. Последняя будет пропорциональна частоте f перемагничивания:

$$P_г = \eta f B_m^{1,6} V \ [вт],$$

где η — коэффициент потерь;

B_m — амплитуда магнитной индукции;

V — объем магнитопровода.

Наряду с напряженностью поля важным факгором, влияющим на намагниченность, является температура.

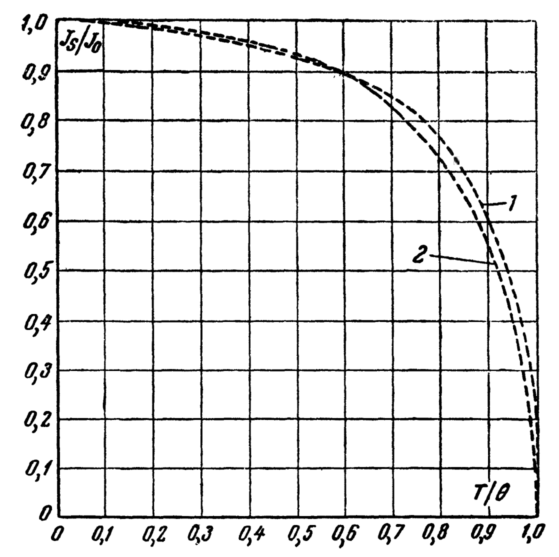


Рис. 2-6. Температурная зависимость намагниченности насыщения железа, кобальта и никеля.

1 — железо; *2* — кобальт и никель.

Для обычно применяемых в электромагнитах материалов изменения температуры вблизи нормальной мало сказываются на намагниченности. Это влияние увеличивается по мере роста температуры.

Намагниченность насыщения материала непрерывно уменьшается с ростом температуры и достигает нуля при определенной температуре, называемой точкой Кюри (рис. 2-6). Значения точки Кюри для элементов, обладающих ферромагнитными свойствами, приведены в табл. 2-2.

Характер видоизменения формы кривой намагничивания железа показан на рис. 2-7 [Л. 2-1]. При постоянной

Таблица 2-2

Значения точки Кюри для различных ферромагнитных материалов

Материал	Температура точки Кюри, °C	Материал	Температура точки Кюри, °C
Железо	770	Кремнистое железо . .	690—740
Кобальт	1 130		
Никель	358	Пермаллой 50% . . .	500
Гадолиний	16	„ 79%	200
Диспозий	168	Пермендюр	980

достаточно большой величине напряженности намагничивающего поля повышение температуры приводит к снижению индукции, ускоряющемуся по мере приближения к точке Кюри (рис. 2-8).

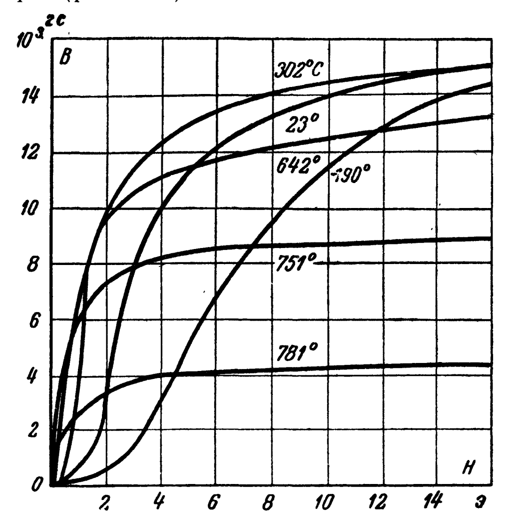


Рис. 2-7. Кривые намагничивания железа при различных температурах (после отжига при 800° С).

В слабых полях индукция сначала возрастает с повышением температуры, а после прохождения через максимум падает вблизи точки Кюри, как и при намагничивании в сильных полях. Зависимость проницаемости железа при различных значениях напряженности поля показана на

рис. 2-9, а значения основных параметров кривой намагничивания и петли гистерезиса — на рис. 2-10. Как видно из этих кривых, начальная $\mu_а$ и максимальная $\mu_{макс}$ проницаемости с повышением температуры сначала увеличиваются, а затем уменьшаются, тогда как коэрцитивная сила H_c и потери на гистерезис W_h непрерывно снижаются. Подобным образом ведут себя чистые металлы и мно-

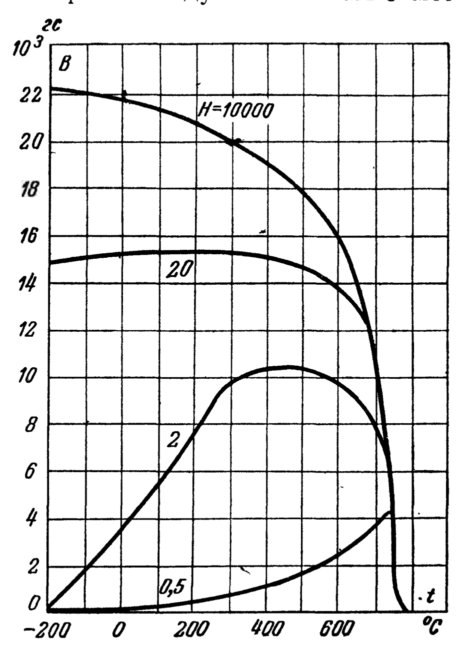


Рис. 2-8. Изменение индукции в железе в зависимости от температуры при разных значениях напряженности.

гие сплавы. У ряда железоникелевых и железокобальтовых сплавов, кроме того, имеют место при некоторых температурах фазовые превращения, заключающиеся в перестройке атомов и вызывающие резкие изменения магнитных свойств.

б) Магнитные материалы, применяемые в электромагнитах. При изготовлении магнитопроводов электромагнитов постоянного тока находят применение низкоуглеродистые электротехнические стали, кремнистые электротехнические стали, качественные конструкционные стали с содержанием углерода до 0,2—0,25%, стальное литье,

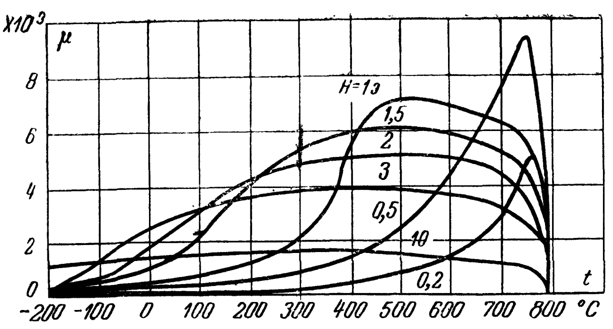


Рис. 2-9. Зависимость проницаемости железа от температуры при различных постоянных значениях напряженности поля.

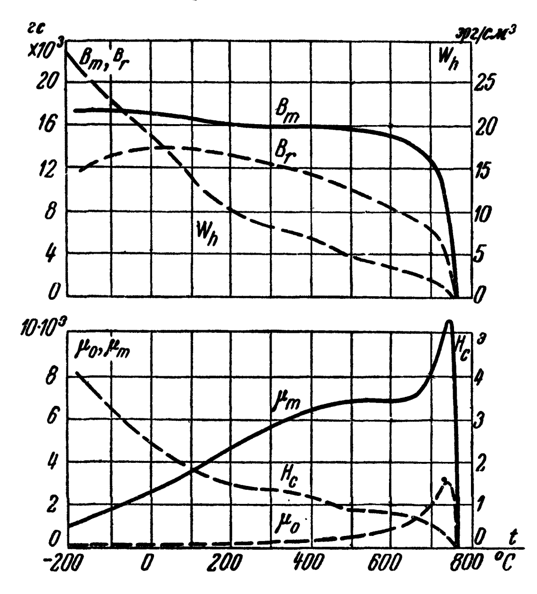


Рис. 2-10. Изменение основных параметров кривой намагничивания и петли гистерезиса в функции температуры.

чугуны, специальные железоникелевые и железокобальтовые стали [Л. 2-2].

Для магнитопроводов электромагнитов высокочувствительных электромагнитных устройств применяются железоникелевые сплавы, обладающие очень малой коэрцитивной силой (0,01—0,1 *а/см*) и чрезвычайно высокой проницаемостью в слабых полях ($\mu_{макс}$ доходит до 300 000). Недо-

статком этих сплавов являются сравнительно низкая индукция насыщения (7 000—10 000 *гс*) и большая чувствительность к механическим воздействиям. Появляющийся в этом случае наклеп приводит к сильному ухудшению магнитных свойств.

Низкоуглеродистые электротехнические стали (марок Э, А и т. п.), содержащие углерод в количестве до 0,04% и выпускаемые в виде листов и прутков, наиболее часто применяются для изготовления маломощных электромагнитов. Они имеют незначительную коэрцитивную силу (0,3—1,2 *а/см*) при высокой проницаемости ($\mu_{макс}$ доходит до 6 000) и индукции насыщения до 21 400 *гс*. Благодаря этому можно допускать значительно бо́льшие значения индукции, чем при применении железоникелевых сплавов, что существенно в электромагнитах на большие рабочие усилия.

При отсутствии жестких требований к значениям H_c и $\mu_{макс}$, например в силовых электромагнитах, электромагнитах многих коммутационных аппаратов и реле управления, для изготовления магнитопроводов применяют качественные конструкционные стали (марок 0; 1; 2 и тонколистовые 0,5; 0,8; 10; 15 и 20), имеющие при соответствующей термической обработке коэрцитивную силу от 0,7 до 3,5 *а/см* и максимальную проницаемость 2 000—4 000.

В некоторых случаях, особенно для больших электромагнитов, из технологических соображений части магнитопроводов выполняются из стального литья и чугуна, обладающих сравнительно низкими магнитными свойствами. При обычном изготовлении стальные и чугунные отливки не подвергаются дополнительной термической обработке, однако отжиг может значительно улучшить их магнитные свойства. Кремнистые стали (марок Э11, Э21 и др.) применяют для изготовления магнитопроводов быстродействующих электромагнитов постоянного тока. Обладая высокими магнитными свойствами (H_c = 0,2—0,7 *а/см*, $\mu_{макс}$ = = 5 000—10 000 и B_s = 19 200—21 000 *гс*) они имеют в несколько раз меньшую электропроводность, что приводит к снижению вихревых токов и, следовательно, уменьшает их влияние на скорость срабатывания электромагнита. Они также широко применяются в электромагнитах переменного тока.

С точки зрения снижения габаритов и веса электромаг-

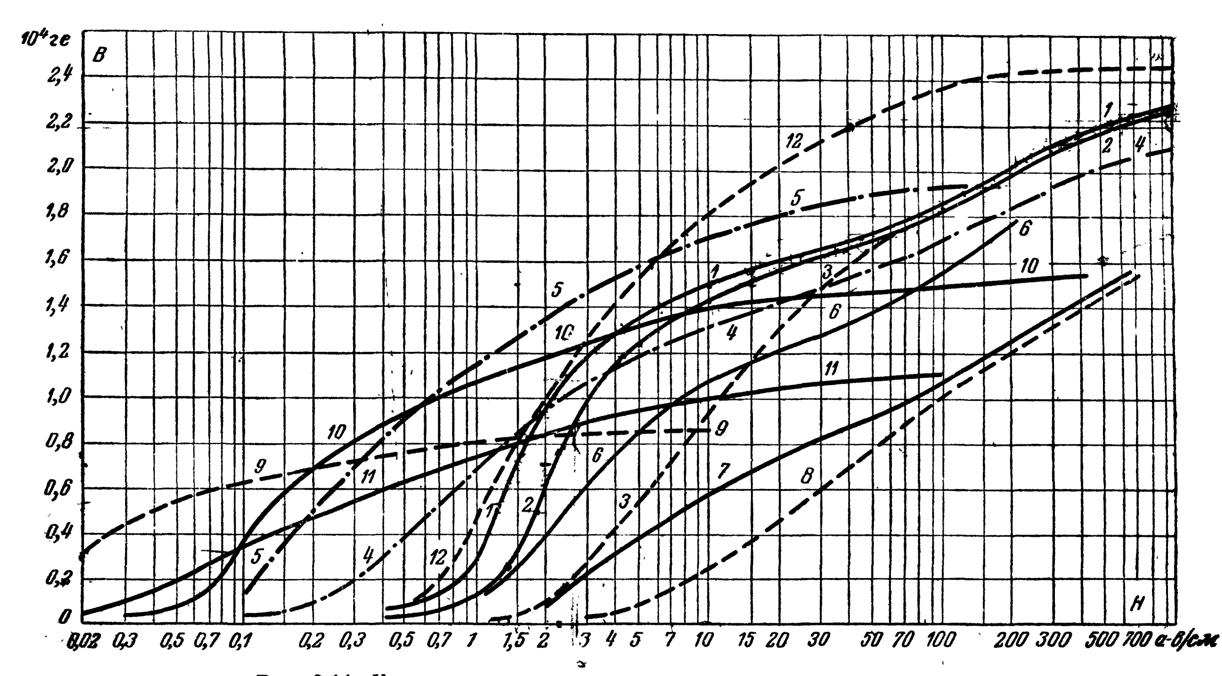


Рис. 2-11. Кривые намагничивания магнитномягких материалов.

1 — сталь низкоуглеродистая электротехническая марки Э отожженная; *2* — сталь качественная конструкционная марки 10 отожженная; *3* — сталь качественная конструкционная марки 20 отожженная; *4* — сталь листовая электротехническая марки Э4; *5* — сталь листовая электротехническая холоднокатаная марки Э-330; *6* — чугун ковкий американский отожженный; *7* — чугун серый легированный марки № 00 отожженный; *8*—чугун марки № 00 неотожженный; *9*—высоконикелевый пермаллой марки 79НМ; *10* — низконикелевый пермаллой марки 50Н; *11* — низконикелевый пермаллой марки 50НХС; *12* — пермендюр.

нитов, что особенно существенно для многих случаев их специального применения, большой интерес представляют сплавы железа с кобальтом (типа пермендюр) вследствие их большой индукции насыщения (B_s =23 600 *гс*) при достаточно низкой коэрцитивной силе (1,2—1,6 *а/см*) и высокой проницаемости ($\mu_{макс}$ достигает 4 500).

Основные магнитные характеристики отечественных магнитномягких материалов, наиболее широко применяемых для изготовления магнитопроводов электромагнитов, приведены в табл. 2-3 и показаны на рис. 2-11—2-15.

Следует иметь в виду, что эти характеристики можно рассматривать лишь как средние для данного сорта магнитного материала. Действительные значения от партии к партии, а также в зависимости от термической обработки могут несколько отличаться от приводимых данных.

в) *Аналитическое выражение кривой намагничивания.* Наряду с графическим и табличным видами описания кривой намагничивания и магнитной петли ферромагнитных материалов, было предложено большое количество формул для их аналитического выражения [Л. 2-3 и 2-4]. К ним, например, относятся следующие выражения:

$$B = \frac{a_м H}{1 + \frac{a_м H}{b_м}} = b_м \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{a_м}{b_м} H} \right]; \qquad (2\text{-}4)$$

$$B = \frac{a_1 H}{1 + \frac{a_1 H}{b_1}} + a_2 H; \qquad (2\text{-}5)$$

$$H = c_0 B - c_1 B^3 + c_2 B^5; \qquad (2\text{-}6)$$

$$B = c_м \operatorname{arsh} \frac{H}{2d_м}, \qquad (2\text{-}7)$$

где $a_м$, $b_м$, a_1, a_2, c_0, c_1, c_2, $c_м$, $d_м$ — постоянные коэффициенты.

Все имеющиеся формулы в той или иной степени отображают кривую намагничивания в целом или отдельные ее участки. Возникает вопрос о выборе наиболее удачного выражения для решения той или иной конкретной задачи.

Выдвигаемый часто на первый план критерий «удачности» той или иной формулы — хорошее совпадение с кривой намагничивания материала или конкретной конструкции — на самом деле не является бесспорным. Не говоря уже

Таблица 2-3

Характеристика магнитно мягких материалов

Материал	Основные примеси к железу, %	Марка	ГОСТ или ТУ	Величина насыщения $4\pi J_s = B_s - H$, *гс*	Остаточная индукция, B_r, *гс*	Коэрцитивная сила, H_c, *а/см*	Максимальная проницаемость (относительная), $\mu_{макс}$	Индукция B_m, при которой определено $\mu_{макс}$, *гс*	Начальная проницаемость (относительная), μ_a	Удельные потери на гистерезис за цикл W_h, 10^{-3} *дж/см³*	Удельное сопротивление ρ, 10^{-6}, *ом·см*	Удельный вес γ, *г/см³*
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
I. Элементы												
1. Карбонильное железо	—	—	—	21 700	5 000÷6 000	0,08÷0,24	~21 000	—	2 500	—	9,6	7,87
2. Кобальт	—	—	ГОСТ 123-49	18 000	4 900	8,0	24 000	4 500	70	0,2	10	8,9
3. Никель	—	—	ГОСТ 849-56	6 100	3 500	1,3÷2,7	6 000	—	110	0,3	8	8,9
II. Технически чистое железо												
1. Электролитическое, плавленное в вакууме железо (отожженное)	<0,012 C; <0,004 Si; <0,008 Mn	—	—	21 600	10 000÷13 000	0,24÷0,32	13 000÷15 000	7 000	600	0,1	9,6	7,88
2. Шведская древесно-угольная сталь (отожженная)	<0,027 C; <0,006Si; <0,03Mn	—	—	21 600	10 000÷13 000	0,32÷0,64	5 000÷7 000	7 500	250	0,22÷0,35	10,5	7,85
3. Сталь низкоуглеродистая электротехническая:												
а) тонколистовая, отожженная	⩽0,04 C; ⩽0,2Si; ⩽0,2 Mn	Э	ГОСТ 3836-47	21 400	10 000÷14 000	0,64÷0,95	3 500÷5 000	9 000	200	0,22÷0,40	10÷11	7,85
б) То же	⩽0,04 C; ⩽0,2Si; ⩽0,2 Mn	ЭА		21 400	10 000÷12 000	0,48÷0,80	4 500÷5 500	9 000	—	—	10÷11	7,85
в) То же	⩽0,04 C; ⩽0,2Si; ⩽0,2 Mn	ЭАА		21 500	—	0,32÷0,64	4 500÷6 000	9 000	—	—	10÷11	7,85
г) прутки горячекатаные	⩽0,025 C; ⩽0,03 Si; ⩽0,035 Mn	А	ЦМТУ 2900-56	21 400	10 000÷12 000	0,56÷1,00	3 000÷5000	—	—	—	10÷14	7,85
д) То же	⩽0,025 C; ⩽0,3 Si; ⩽0,2 Mn	Э		21 400	10 000÷12 000	0,56÷1,00	3 000÷5 000	—	—	—	10÷14	7,85
III. Сталь качественная конструкционная												
1. Отожженная	⩽0,05 C; ⩽0,03Si ⩽0,2 Mn;	0,5	ГОСТ 2672-52	21 300	9 000÷12 000	0,64÷1,2	3 000÷4 000	8 500	—	—	11÷12	7,85
2. То же	(0,05÷0,12) C; 0,2 Si (0,25÷0,5)Mn	0,8 КП		21 300	9 000÷13 000	0,80÷1,36	2 000÷3 000	8 500	—	0,35÷0,55	11÷14	7,85
3. То же	(0,07÷0,15) C; (0,17÷0,37)Si (0,35÷0,65) Mn	10		21 300	9 000÷13 000	0.88÷1,68	2 000÷3 000	7 500	—	—	11÷16	7,85
4. Неотожженная	то же	10		21 300	10 000÷14 000	1,28÷2,8	800÷1 500	7 000	—	0,5÷1,10	—	7,85
5. Отожженая	(0,12÷0,2) C; (0,17÷0,37) Si (0,35÷0,65) Mn	15		21 100	—	1,28÷2,1	1 500÷1 800	—	—	—	14÷20	7,85
6. Неотожженная	—	20		—	6 000÷8 000	3,5÷6	1 300	6 000	—	1,5	—	—
7. Стальное литье	(0,08÷0,12) C; (0,3÷0,4) Si (0,4÷0,6) Mn	—	345 АМТУ-54	20 950	—	—	1 500	6 970	—	—	15	—

Материал	Основные примеси к железу, %	Марка	ГОСТ или ТУ	Величина насыщения $\pi J_S = B_S - H$, гс	Остаточная индукция, B_r, гс	Коэрцитивная сила, H_c, а/см	Максимальная проницаемость (относительная), $\mu_{макс}$	Индукция B_m, при которой определено $\mu_{макс}$, гс	Начальная проницаемость (относительная), μ_a	Удельные потери на гистерезис за цикл W_n, 10^{-3} дж/см³	Удельное сопротивление ρ, 10^{-6} ом·см	Удельный вес γ, г/см³
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
IV. Чугун												
1. Ковкий отожженный	(2,1÷2,4) C; (0,9÷1,1) Si; ≤0,3 Mn	—	—	20 000	6 500	1,04÷2,8	1 700	5 700	—	0,6	30÷38	—
2. Серый отожженный	(2,5÷3,5) C; (3—4) Si; ≤0,6 Mn	00	—	16 700	5 300	3,2÷4,8	620	3 200	180	1,2	80÷120	7,3
3. „ неотожженный	(2,5÷3,5) C; (3—4) Si; ≤0,6 Mn	00	—	16 400	5 400	8,0÷12,8	240	—	70	—	—	—
V. Сталь кремнистая электротехническая												
1. Листовая, слаболегированная	<0,03 C; (0,8÷1,8) Si; ≤0,25 Mn	Э11	ГОСТ 802-54	21 000	9 000÷12 000	0,4÷0,64	5 000÷6 000	6 000÷8 000	150	0,15÷0,25	20÷30	7,8
2. Листовая, среднелегированная	≤0,03 C; (1,8÷2,8) Si; ≤0,25 Mn	Э21		20 600	8 000÷12 000	0,36÷0,48	5 000÷6 000	6 000	170	—	25÷52	7,75
3. Листовая, повышеннолегирования	≤0,03 C; (2,8÷4,0) Si; ≤0,25 Mn	Э31		20 000	8 000÷12 000	0,32÷0,40	6 000÷7 000	—	250	0,1÷0,15	40÷60	7,65
4. То же, холоднокатаная	≤0,03 C; (2,5÷3,5) Si; ≤0,15 Mn	Э330		20 000	—	0,12÷0,31	16 000÷33 000	7 500	700	0,04÷0,08	45÷55	7,7
5. Полосовая и круглая	≤0,07 C; (3,8÷4,2) Si; ≤0,18 Mn	—	—	20 000	5 000÷8 000	0,24÷0,48	—	—	300	0,1÷0,18	52÷62	7,6
6. Листовая, высоколегированная	≤0,01 C; (4,0÷4,8) Si; ≤0,15 Mn	Э41	ГОСТ 802-54	19 400	5 000÷8 000	0,28÷0,36	7 500÷9 000	6 000÷8 000	400	0,1÷0,15	55÷72	7,55
7. Листовая, высокопроницаемая	≤0,008 C; (4,0÷4,8) Si; ≤0,1 Mn	Э46		19 200	—	0,2	9 000÷10 000	—	500	—	55÷72	7,55
VI. Железо-никелевые сплавы												
1. Пермаллой, низконикелевый	50 Ni; 0,5 Mn	50Н	ЧМТУ 5010-55	15 000	8 000	0,1÷0,14	25 000÷30 000	5 700	2 800	0,12÷0,1	45÷50	8,2
2. Пермаллой, низконикелевый	50 Ni;	50НХС	—	10 000	6 000	0,1÷0,12	25 000÷30 000	—	3 000	—	90	8,2
3. Пермаллой, высоконикелевый, легированный	79 Ni; 0,5 Mn	79НМ	ЧМТУ 5010-55	7 500	5 000÷6 000	0,016÷0,024	100 000÷120 000	4 200	22 000	0,02	55÷60	8,6
VII. Железокобальтовые сплавы												
1. Железокобальтовый сплав	34,5 Co; 1,5 V	—	—	23 200	11 600	1,4	2 300	9 300	—	1,0	36	8,1
2. Пермендюр	50 Co; 1,8 V	—	—	23 600	13 000÷14 000	1,2÷1,6	4 500	11 000	700	0,6÷1,2	26÷30	8,2

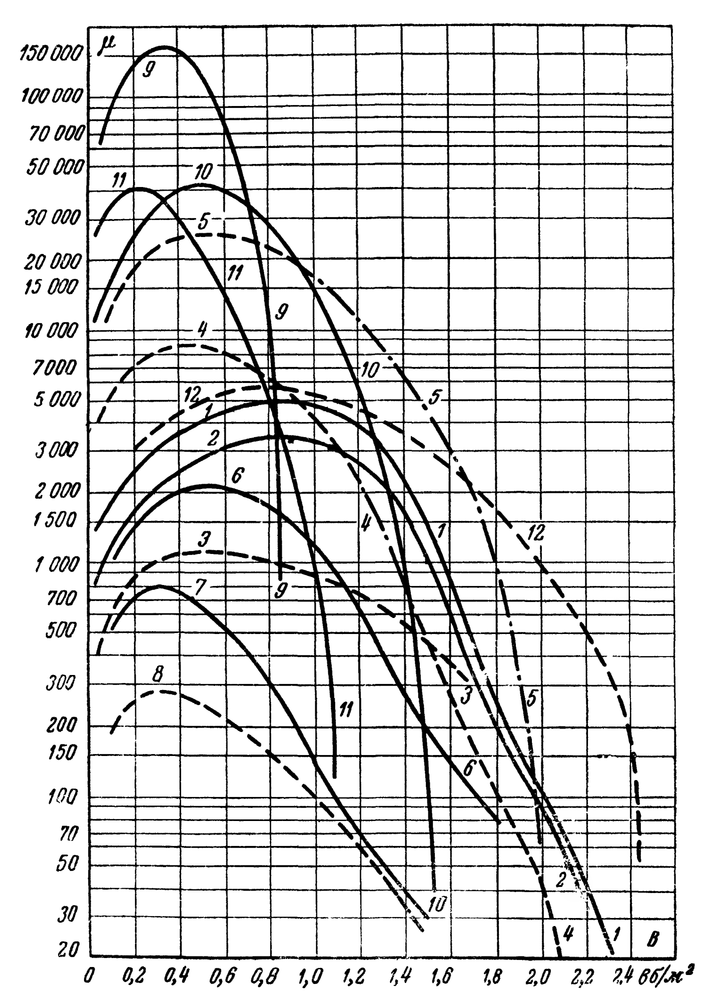


Рис. 2-12. Кривые относительной магнитной проницаемости магнитномягких материалов.

1 — сталь низкоуглеродистая электротехническая марки Э отожженная; *2*—сталь качественная конструкционная марки 10 отожженная; *3*—сталь качественная конструкционная марки 20 отожженная; *4*—сталь листовая электротехническая марки Э4; *5* — сталь листовая электротехническая холоднокатаная марки Э-330; *6* — чугун ковкий американский отожженный; *7* — чугун серый легированный марки № 00 отожженный; *8* — чугун марки № 00 неотожженный; *9* — высоконикелевый пермаллой марки 79НМ; *10* — низконикелевый пермаллой марки 50Н; *11* — низконикелевый пермаллой марки 50НХС; *12* — пермендюр.

о том, что магнитные свойства материала одной и той же марки могут заметно колебаться от партии к партии в зависимости от хода процесса термической обработки, механических факторов, рабочей температуры и т. д., в некоторых случаях вследствие особенностей работы того или иного устройства не так уже важна точность совпадения кривой с ее аналитическим выражением во всем диапазоне изменения индукций. При расчете электромагнитов, например, большей частью отклонение от действительной кривой намагничивания на 20—25% в области ниже колена может привести к погрешности лишь порядка 3—5% от величины общей н. с., что, конечно, лежит в пределах точности всего расчета и, следовательно, не имеет существенного значения. На участке колена кривой и в непосредственной близости за ним, наоборот, погрешность, вносимая несовпадением аппроксимирующей функции и действительной кривой может существенно сказаться на результате. Это объясняется тем, что обычно в электромагнитах индукция, соответствующая этим участкам кривой намагничивания, получается при малых рабочих воздушных зазорах, когда основную роль играет магнитное сопротивление ферромагнитных участков магнитной цепи.

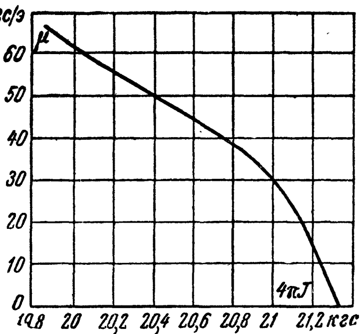


Рис. 2-13. Проницаемость чистого железа при высоких индукциях.

Применительно к расчету магнитных цепей электромагнитов формулы, выражающие кривую намагничивания, должны удовлетворять следующим требованиям:

а) отражать характер кривой намагничивания на всем ее протяжении и возможно точнее совпадать с ней в области колена;

б) давать возможность выражать как $H=f(B)$, так и $B=f_1(H)$, причем последняя функция должна позволять производить алгебраические преобразования;

в) давать возможно более простое выражение для дифференциальной проницаемости μ_d.

Учитывая эти соображения для выражения кривой повторного намагничивания, характеризующей процесс сра-

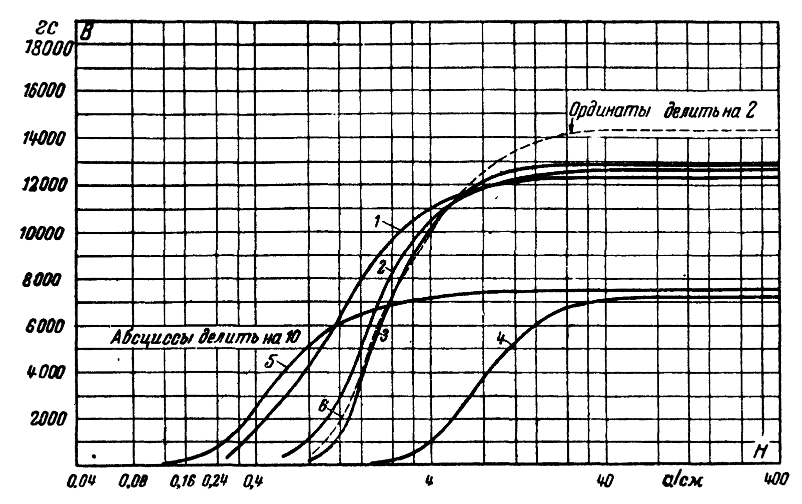


Рис. 2-14. Зависимость остаточной индукции от максимального значения напряженности намагничивающего поля.

1 — сталь низкоуглеродистая элекротехническая марки Э отожженная; 2 — то же неотожженная; 3 — сталь качественная конструкционная марки 10 неотожженная; 4 — сталь качественная конструкционная марки 20 неотожженная; 5 — пермаллой низконикелевый марки 50Н; 6 — ковкий чугун.

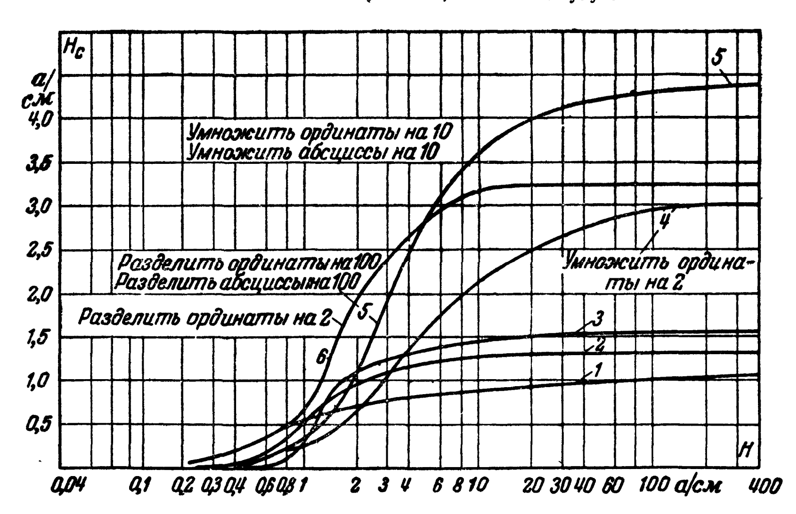


Рис. 2-15. Зависимость коэрцитивной силы от максимального значения напряженности намагничивающего поля.

1 — сталь низкоуглеродистая электротехническая марки Э отожженная; 2 — то же неотожженная; 3 — сталь качественная конструкционная марки 10 неотожженная; 4 — сталь качественная конструкционная марки 20 неотожженная; 5 — пермаллой низконикелевый марки 50Н; 6 — ковкий чугун.

батывания электромагнита, целесообразно использовать уравнение (2-4).

В области высоких значений напряженности поля оно может дать большую погрешность, так как при $H \to \infty$ получаем $B \to b_м$. В действительности даже при полном насыщении с ростом напряженности поля индукция продолжает расти. Уточнение на область больших значений H дает второй член в уравнении (2-5). Однако связанное с этим усложнение уравнения не оправдано, так как в рациональных конструкциях электромагнитов при рабочих значениях напряженности поля индукция редко существенно превосходит величины, соответствующие колену кривой намагничивания.

Для напряженности поля уравнение (2-4) также дает простое выражение:

$$H = \frac{B}{a_м} \cdot \frac{1}{1 - \frac{B}{b_м}}. \qquad (2\text{-}4а)$$

Из него видно, что коэффициент $a_м$, имеющий размерность $\frac{гс}{а/см}$, представляет собой расчетную начальную проницаемость $\mu_а$.

Коэффициент $b_м$ (размерность — $гс$) является расчетной „индукцией насыщения".

Для нисходящей ветви петли гистерезиса, характеризующей процесс отключения электромагнита, может быть предложено следующее простое уравнение:

$$B = \frac{\alpha_м (H + H_c')}{1 + \frac{\alpha_м}{\beta_м}(H + H_c')}. \qquad (2\text{-}8)$$

Для выражения напряженности поля оно преобразуется к следующему виду:

$$H = \frac{B}{\alpha_м} \cdot \frac{1}{1 - \frac{B}{\beta_м}} - H_c'. \qquad (2\text{-}8а)$$

Физический смысл коэффициентов $\alpha_м$ и $\beta_м$ такой же, как и коэффициентов в предыдущей формуле, а H_c' (размерность — $а/см$) представляет собой коэрцитивную силу. Значения $\alpha_м$, $\beta_м$ и H_c' для данного материала являются функцией максимального значения индукции в нем.

Для выражения дифференциальной проницаемости μ_d удобно воспользоваться уравнением (2-7).

Из него следует, что

$$H = d_м [e^{B/c_м} - e^{-B/c_м}].$$

При $\frac{B}{c_м} \gg 1$ можно принять $H = d_м e^{B/c_м}$, или $B = c_м \ln \frac{H}{d_м}$. Тогда

$$\mu_0 \mu_d = \frac{c_м}{H}. \quad (2\text{-}9)$$

Полученное выражение для дифференциальной проницаемости дает приемлемое совпадение с опытными данными. В то же время оно является простым и удобным для аналитических выкладок.

Коэффициенты в эмпирических формулах для конкретных случаев применяемых материалов определяют или методом выбранных точек или по методу наименьших квадратов [Л. 2-3]. В первом случае на аппроксимируемой кривой выбирают столько точек, сколько независимых коэффициентов содержит выбранная формула. После подстановки координат этих точек получается система уравнений, решением которой определяются искомые коэффициенты. Выбор точек рекомендуется производить на предполагаемом рабочем участке кривой. Метод наименьших квадратов дает возможность найти коэффициенты из условия минимума среднеквадратичной ошибки. Он дает лучшее совпадение с кривой, но является значительно более громоздким.

2-3. Элементы расчета магнитных цепей

Для иллюстрации основных приемов расчета целесообразно рассмотреть несколько элементарных магнитных цепей, которые позволяют выяснить некоторые расчетные приемы.

а) *Цепь, содержащая только ферромагнитный сердечник постоянного сечения.* Простейшую элементарную магнитную цепь представляет собой тороид с равномерно распределенной обмоткой, применяющейся, например, при снятии магнитных характеристик материалов (рис. 2-16,*а*). Это единственная цепь, где задача определения величины магнитного потока по известной н. с. решается так же просто, как и задача нахождения необходимой н. с. для создания требуемого потока.

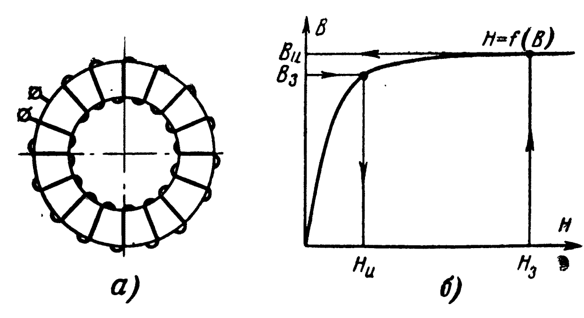


Рис. 2-16. Магнитная цепь в виде ферромагнитного сердечника постоянного сечения.

а — тороид с равномерной обмоткой; *б* — графическое решение задачи расчета магнитной цепи.

Если отношение внутреннего диаметра к диаметру сечения кольца достаточно велико, можно принять что поле внутри него равномерно. Потоки рассеяния в такой системе отсутствуют.

Тогда

$$\Phi \frac{l}{\mu_0 \mu S} = \Theta,$$

где Φ — магнитный поток внутри тороида;

S — поперечное сечение тороида;

l — средняя длина, на которой расположена обмотка (в данном случае она равна средней длине тороида);

$\Theta = Iw$ — н. с. обмотки, равная произведению числа витков обмотки на величину протекающего по ней тока.

Очевидно, что $\frac{\Phi}{S} = B$ представляет магнитную индукцию в сердечнике.

Обозначим:

$$\frac{\Theta}{l} = \theta.$$

Величина θ представляет собой удельную н. с. обмотки, создаваемую единицей ее длины.

Таким образом, в этом случае

$$\frac{B}{\mu_0 \mu} = H = \theta,$$

т. е. напряженность поля в тороиде равна удельной н. с. обмотки. Пользуясь полученным соотношением и имея кри-

вую намагничивания материала $H=f(B)$, легко найти как величину Θ при известном значении Φ, так и Φ по заданной Θ.

Графическое решение задачи показано на рис. 2-16,*б*. В аналитическом виде, используя уравнение (2-4а) и (2-4), получаем решение задачи первого рода:

$$\Theta=Hl=\frac{\Phi}{Sa_{\text{м}}}l\frac{1}{1-\frac{\Phi}{Sb_{\text{м}}}}$$

и обратной задачи

$$\Phi=BS=Sb_{\text{м}}\left[1-\frac{1}{1+\frac{a_{\text{м}}}{b_{\text{м}}}\cdot\frac{\Theta}{l}}\right].$$

Имея в виду более точное решение для области больших насыщений и, используя уравнение (2-5), находим соответственно

$$\Theta=\frac{\left[\frac{\Phi}{S}\cdot\frac{a_1}{b_1(a_1+a_2)}-1\right]+\sqrt{\left[\frac{\Phi}{S}\cdot\frac{a_1}{b_1(a_1+a_2)}-1\right]^2+4\frac{\Phi}{S}\cdot\frac{a_1a_2}{b_1(a_1+a_2)^2}}}{2\times\frac{a_1a_2}{b_1(a_1+a_2)}}l.$$

Решение со знаком минус перед корнем не имеет физического смысла, так как при этом н. с. получается отрицательной:

$$\Phi=\frac{\Theta}{l}S\left[\frac{a_1}{1+\frac{a_1\Theta}{lb_1}}+a_2\right].$$

б) *Последовательная цепь, содержащая только ферромагнитный сердечник с переменным сечением* (рис. 2-17). Если в данном случае также не учитывать потока рассеяния, то по обоим участкам магнитной цепи будет проходить один и тот же магнитный поток. Сумма падений магнитных потенциалов на каждом из участков должна равняться н. с. обмотки, т. е.

$$\Phi\frac{l_1}{\mu_0\mu_1S_1}+\Phi\frac{l_2}{\mu_0\mu_2S_2}=\Theta,$$

где l_1 и l_2 — длины первого и второго участков;

S_1 и S_2 — соответствующие сечения;

μ_1 и μ_2 — значения относительной проницаемости для первого и второго участков.

Преобразовав это уравнение, получаем:

$$\frac{B_1}{\mu_0\mu_1}\cdot\frac{l_1}{l}+\frac{B_2}{\mu_0\mu_2}\cdot\frac{l_2}{l}=\theta,$$

или

$$H_1\frac{l_1}{l}+H_2\frac{l_2}{l}=\theta,$$

где B_1 и B_2 — значения магнитной индукции на участках магнитной цепи; H_1 и H_2 — напряженности поля в соответствующих участках; $l=l_1+l_2$ — средняя длина магнитопровода с равномерно распределенной обмоткой.

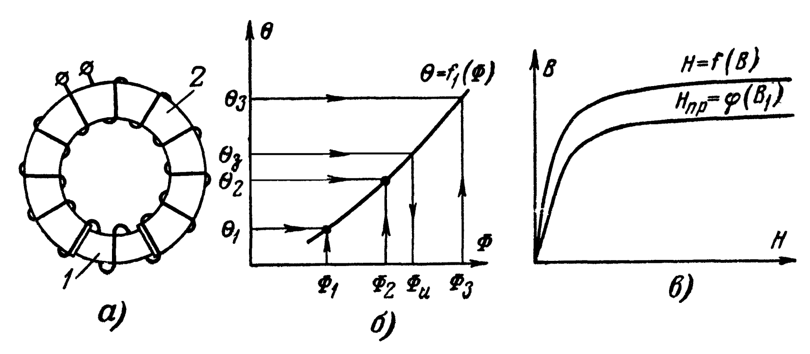


Рис. 2-17. Последовательная магнитная цепь в виде ферромагнитного сердечника переменного сечения.

а — тороид с равномерной обмоткой; *б* — построение для метода последовательных приближений; *в* — приведённая кривая намагничивания.

Здесь, как и в предыдущем случае, н. с. расходуется на проведение магнитного потока через ферромагнитный сердечник. Однако затраты ее на отдельных участках неодинаковы[1]. Поэтому условно можно представить, что удельная н. с. распадается на две неравные части: одну — намагничивающую первый участок, и другую — намагничивающую второй. Такой прием условного расчленения

[1] Неравномерное распределение магнитного потенциала по длине кольца указывает на то, что даже при распределенной по всему кольцу обмотке будет существовать поток рассеяния. Однако если сечения не слишком сильно разнятся, он чрезвычайно мал.

удельной н. с. на составляющие применяется в ряде случаев и при расчете сложных магнитных цепей.

Задача определения по заданному потоку Ф необходимой н. с. в этом случае решается аналогично предыдущему. Определяют $B_1=\frac{\Phi}{S_1}$ и $B_2=\frac{\Phi}{S_2}$ и, имея кривую намагничивания материала, находят соответствующие значения напряженности поля H_1 и H_2, а затем и искомую н. с. обмотки:

$$\Theta=H_1l_1+H_2l_2.$$

Обратная задача — нахождение величины магнитного потока по заданному значению н. с.—даже для этого простого случая непосредственно уже не может быть разрешена. Ее приходится решать методом последовательных приближений. Для этого задаются несколькими значениями потока и, следуя описанной выше методике, определяют соответствующие этим потокам величины н. с. На основании этих расчетов строят участок кривой $\Theta=f_1(\Phi)$ (рис. 2-17,*б*), по которой уже и находят истинное значение $\Phi_и$, соответствующее заданной н. с. $\Theta_з$.

Для уменьшения количества приближений целесообразно первое значение потока брать не произвольно, а предварительно определять его по заданной н. с. для магнитной цепи с постоянным расчетным сечением:

$$S'_р=\frac{S_1l_1+S_2l_2}{l}.$$

Пусть S_1 обозначает меньшее, а S_2 большее сечение Тогда второе значение потока берется таким же образом по $S''_р=S_1$, если полученная в первом приближении н. с. Θ_1 больше значений $\Theta_з$, или по $S''_р=S_2$, если $\Theta_1<\Theta_з$.

Подобно этому примеру почти во всех случаях расчета магнитных цепей численными методами при решении задач второго рода приходится прибегать к способу последовательных приближений.

Используя аналитический путь расчета, в данном случае можно получить в явном виде и зависимость $\Phi=\varphi_1(\Theta)$ и зависимость $\Theta=\varphi_2(\Phi)$.

На основании уравнений (2-4а) и (2-4) для кривой намагничивания получаем:

$$\Theta=\frac{\Phi}{a_{\text{м}}}\cdot\frac{\left(S_2-\frac{\Phi}{b_{\text{м}}}\right)l_1+\left(S_1-\frac{\Phi}{b_{\text{м}}}\right)l_2}{\left(S_1-\frac{\Phi}{b_{\text{м}}}\right)\left(S_2-\frac{\Phi}{b_{\text{м}}}\right)}.$$

Решая обратную задачу, находим:

$$\Phi=\frac{\left[(S_1l_2+S_2l_1)\frac{1}{a_{\text{м}}}+(S_1+S_2)\frac{\Theta}{b_{\text{м}}}\right]-\sqrt{\left[(S_1l_2+S_2l_1)\frac{1}{a_{\text{м}}}+(S_1+S_2)\frac{\Theta}{b_{\text{м}}}\right]^2-S_1S_2\frac{\Theta}{b_{\text{м}}}\left[(l_1+l_2)\frac{1}{a_{\text{м}}}+\frac{\Theta}{b_{\text{м}}}\right]}}{2\left[\frac{\Theta}{b_{\text{м}}}+(l_1+l_2)\frac{1}{a_{\text{м}}}\right]\frac{1}{b_{\text{м}}}}.$$

Решение со знаком плюс перед корнем не имеет физического смысла, так как в этом случае при $\Theta=0$ $\Phi\neq 0$.

Случай, приближающийся к рассмотренному в этом пункте, будет представлять собой магнитная цепь с внешним якорем (рис. 2-1,*а*), когда последний притянут к сердечнику. Если между ними отсутствуют специальные немагнитные прокладки и электромагнит изготовлен достаточно тщательно, так что можно пренебречь теми незначительными зазорами, которые могут быть между якорем и сердечником, сердечником и ярмом, ярмом и якорем.

Отличительной особенностью магнитной цепи, изображенной на рис. 2-1,*а* является то, что обмотка, расположенная на катушке, сосредоточена на длине сердечника, а не распределена по всей магнитной цепи. Это приводит к увеличению рассеяния магнитного потока. Все же, если якорь не очень сильно насыщен, рассеянием и в этом случае можно пренебречь.

Уравнение для удельной н. с. обмотки в данном случае распадается на три составляющие соответственно трем частям магнитной цепи: сердечнику *1*, якорю *3* и корпусу *2*:

$$\theta=\frac{B_1}{\mu_0\mu_1}+\frac{B_2}{\mu_0\mu_2}\cdot\frac{l_2}{l_1}+\frac{B_3}{\mu_0\mu_3}\cdot\frac{l_3}{l_1}.$$

Здесь размер катушки уже не равен общей длине магнитной цепи, как в предыдущих случаях; поэтому все

отнесено к длине катушки, которую можно считать равной длине сердечника.

Так как по всем трем частям проходит одинаковый поток, то

$$B_2 = B_1 \frac{S_1}{S_2} \quad \text{и} \quad B_3 = B_1 \frac{S_1}{S_3}.$$

Если уравнение кривой намагничивания материала $H = f(B)$, то правую часть предыдущего равенства можно представить как

$$\theta = \varphi(B_1) = f(B_1) + f\left(B_1 \frac{S_1}{S_2}\right) \frac{l_2}{l_1} + f\left(B_1 \frac{S_1}{S_3}\right) \frac{l_3}{l_1}.$$

Полученное выражение представляет собой приведенную к размерам сердечника кривую намагничивания материала данной магнитной цепи. При изменении размеров последней изменяется и форма приведенной кривой намагничивания. Приведенная кривая сдвинута в сторону больших значений напряженности поля по сравнению с кривой намагничивания материала (рис. 2-17,*в*). Введя понятие приведенной напряженности поля, получаем:

$$\theta = H_{пр},$$

т. е. магнитную цепь с переменным сечением заменяют однородной магнитной цепью, имеющей размеры сердечника. После этого расчеты производятся точно так же, как для однородной цепи (см. п. «а»), но вместо кривой намагничивания материала используют приведенную кривую. Расчет при помощи приведенной кривой применяется иногда и в случае более сложных магнитных цепей.

в) *Разветвленная цепь без воздушных зазоров* (рис. 2-18). Эта цепь представляет собой разновидность магнитной цепи с внешним якорем, изображенной на рис. 2-1. Различие заключается лишь в том, что поток, выходя из сердечника *1*, разветвляется на две части соответственно правой *2* и левой *4* ветвям корпуса, сечения S_2 и S_4 которых могут быть различными. Для анализа такой магнитной цепи целесообразно составить схему замещения, о которой говорилось выше. Эта схема приведена на рис. 2-18,*б*. Так как мы считаем, что воздушные зазоры отсутствуют, единственными сопротивлениями является сопротивление ферромагнитных участков магнитной цепи. Намагничивающая сила обмотки, которая в действительности распределена по сердечнику, показана как сосредоточенная. В дан-

ном случае, поскольку поток рассеяния не учитывается, это не вносит никакой погрешности. Задача расчета такой магнитной цепи осложняется тем, что неизвестно, в каком отношении поток Φ_1 разделяется на Φ_2 и Φ_4, так как это отношение переменное и в свою очередь зависит от величи-

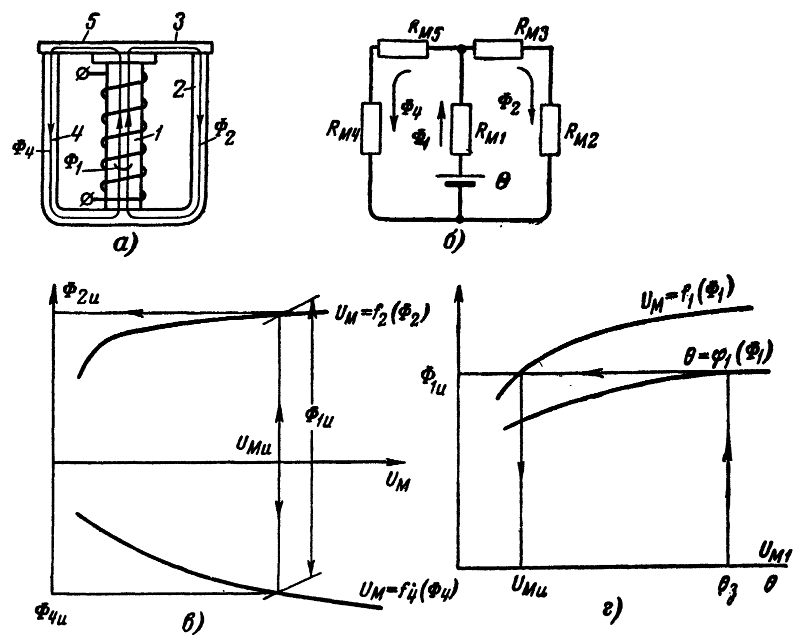


Рис. 2-18. Разветвленная магнитная цепь без воздушных зазоров.
а — разветвленная магнитная цепь; *б* — схема замещения; *в* и *г* — вспомогательные построения к расчету магнитной цепи.

ны потока Φ_1. Здесь, кроме уравнения для замкнутого контура, которое использовалось в предыдущих случаях, необходимо использовать уравнения для узловой точки и для участка магнитной цепи.

На основании (2-1)

$$\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_4.$$

Если обозначить разность магнитных потенциалов между концами сердечника $U_м$, то

$$U_м = \Phi_2 R_{м2-3}$$

и

$$U_м = \Phi_4 R_{м4-5}.$$

Здесь $R_{м2-3}=R_{м2}+R_{м3}$ — суммарное магнитное сопротивление правой, а $R_{м4-5}=R_{м4}+R_{м5}$ — левой ветви рассматриваемой магнитной цепи. Эти уравнения представляют собой характеристики правой и левой ветвей; они показывают, что потоки между ветвями должны распределяться таким образом, чтобы падения магнитного потенциала на них оказывались одинаковыми.

Отсюда следует графоаналитический способ решения задач, связанных с расчетом магнитной цепи рис. 2-18,*а*. Строят зависимости $U_м=f_2(\Phi_2)$ и $U_м=f_4(\Phi_4)$, задаваясь величинами потоков (рис. 2-18,*в*). Сумма ординат этих кривых для какого-либо значения $U_м$ дает величину Φ_1. Прибавляя к $U_м$ падение магнитного потенциала в сердечнике, магнитное сопротивление которого $R_м$, получаем:

$$U_м+\Phi_1 R_{м1}=\Theta$$

и характеристику цепи в целом $\Theta=\varphi_1(\Phi_1)$ (рис. 2-18,*г*). В зависимости от того, какая задача решается, могут быть построены характеристики $\Theta=\varphi_2(\Phi_2)$, $\Theta=\varphi_4(\Phi_4)$ и т. д. Последовательность нахождения величин искомых потоков $\Phi_{2и}$ и $\Phi_{4и}$ по заданному значению $\Theta_з$ показана на рис. 2-18,*в* и *г*. Аналитическое решение в общем виде для подобной магнитной цепи является весьма громоздким. Для построения характеристик отдельных ветвей в процессе рассмотренной последовательности расчета могут быть применены аналитические выражения, аналогичные выведенным в предыдущих пунктах. Если правая и левая ветви магнитной цепи симметричны ($l_2=l_4$, $S_2=S_4$), задача сводится к разобранному примеру во втором пункте этого параграфа (рис. 2-1,*а*), причем сечение корпуса должно быть взято равным удвоенному сечению каждой из ветвей магнитной цепи рис. 2-18,*а*.

г) *Последовательная магнитная цепь (без учета рассеяния) с воздушным зазором, проводимость которого известна.* Простейшей цепью такого рода является тороид с равномерно распределенной обмоткой, имеющий небольшой разрез (рис. 2-19). Если образующийся в результате разреза воздушный промежуток имеет магнитную проводимость G_δ, то

$$\Phi\frac{l}{\mu_0\mu S}+\Phi\frac{1}{G_\delta}=\Theta,$$

где l — длина пути потока по ферромагнитному участку, принимаемая равной длине обмотки;

S — поперечное сечение этого участка.

Преобразуя, аналогично тому, как это делалось в предыдущих случаях, получаем:

$$\frac{B}{\mu_0\mu}+\frac{B}{G_\delta l/S}=\theta.$$

Величина $(G_\delta l/S)=\mu_0\mu_ф$ называется **магнитной проницаемостью формы тела**.

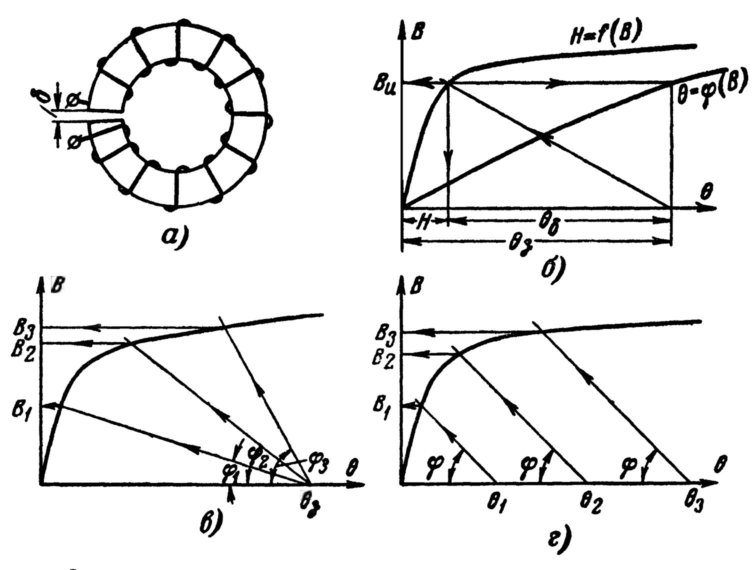


Рис. 2-19. Последовательная магнитная цепь с воздушным зазором.
а — тороид с равномерной обмоткой и зазором; *б* — графическое решение задачи расчета магнитной цепи; *в* — построение при постоянной $\theta_з$; *г* — построение при постоянной G_δ.

Условно можно считать, что удельная н. с. распадается на две части: часть, отнесенную к воздушному зазору:

$$\theta_\delta=\frac{B}{G_\delta l/S},$$

и часть, создающую поле в магнитопроводе:

$$H=\frac{B}{\mu_0\mu}.$$

Когда задан магнитный поток для определения необходимой для его создания н. с., подсчитывают величину индукции B и значение θ_δ, а по кривой намагничивания находят соответствующую величину H. Тогда

$$\Theta=(H+\theta_\delta)l.$$

Значение магнитного потока по заданной н. с. можно находить путем последовательных приближений, как это описывалось выше. Часто более удобно для этого пользоваться графическим методом, заключающимся в следующем.

Составляющая удельной н. с., идущая на создание магнитного поля в магнитопроводе $H=f(B)$, представляет собой кривую намагничивания материала. Составляющая θ_δ в зависимости от индукции изображается прямой линией, наклоненной под углом $\varphi=\operatorname{arctg} G_\delta \frac{l}{S}$ к оси, на которой откладывается θ_δ. Процесс графического суммирования этих составляющих при заданном значении $\theta_з=\frac{\Theta_з}{l}$, определяющий индукцию, а следовательно, и $\Phi_и=B_и l$, показан на рис. 2-19,*б*. Решение задачи первого рода также можно производить графически путем аналогичных построений, проводя луч из точки $B_и$ на кривой намагничивания материала.

Рис. 2-19,*в* показывает видоизменение расчетного графика при $\theta=\mathrm{const}$ и $G_\delta=\mathrm{var}$, а рис. 2-19,*г* — при $G_\delta=$ $=\mathrm{const}$ и $\theta=\mathrm{var}$. Подобный способ графического решения часто применяется и для более сложных магнитных цепей [Л. 2-5].

На рис. 2-19,*б* построена зависимость удельной н. с. от величины возникающей при этом индукции $\theta=\varphi(B)$. Эта зависимость аналогична приведенной кривой намагничивания и характер ее изменяется при изменении параметров цепи, в частности при изменении величины зазора.

Для рассматриваемой последовательной цепи (рис. 2-19,*а*) можно составить также и чисто аналитические расчетные уравнения. Для этого воспользуемся выражением для кривой намагничивания материала в форме (2-4).

Тогда

$$\theta=H+\theta_\delta=\frac{B}{a_м\left(1-\frac{B}{b_м}\right)}+\frac{B}{\mu_0\mu_ф},$$

или

$$\theta=\frac{B\left[a_м\left(1-\frac{B}{b_м}\right)+\mu_0\mu_ф\right]}{\mu_0\mu_ф a_м\left(1-\frac{B}{b_м}\right)}.$$

На основании этого уравнения, имея значения входящих в него постоянных коэффициентов, легко находить необходимые величины н. с. по заданному потоку. Если это уравнение решить относительно B, то

$$B=(\theta\mu_0\mu_ф)\times$$
$$\times\frac{\left(\frac{1}{\mu_0\mu_ф\theta}+\frac{1}{a_м\theta}+\frac{1}{b_м}\right)-\sqrt{\left(\frac{1}{\mu_0\mu_ф\theta}+\frac{1}{a_м\theta}+\frac{1}{b_м}\right)^2-4\frac{1}{b_м\mu_0\mu_ф\theta}}}{2/b_м}.$$

Здесь величина магнитной индукции представлена в виде двух множителей. Первый дает значение индукции, которая имела бы место при бесконечно большой проницаемости материала магнитопровода[1], когда единственное магнитное сопротивление создает воздушный зазор. Второй множитель (величина которого меньше единицы) отражает влияние магнитного сопротивления магнитопровода на величину индукции. Если зазор стремится к нулю, а $\mu_ф$ — к бесконечности, то единственное сопротивление представляет собой магнитопровод. В этом случае в пределе получается:

$$B=\frac{\theta}{\frac{1}{a_м}+\frac{\theta}{b_м}}.$$

По мере уменьшения $\mu_ф$ снижается влияние изменения проницаемости материала магнитопровода от величины магнитной индукции в нем. Пренебрегая влиянием изменения сопротивления магнитопровода при

$$\left(\frac{1}{a_м\theta}\right):\left(\frac{1}{\mu_0\mu_ф\theta}\right)\leqslant 0{,}01$$

и считая $a_м=2{,}4\cdot10^3$, что соответствует выполнению магнитопровода из материала сталь 10, получим $\mu_ф\leqslant 250$.

---

[1] Этому условию соответствует $a_м=\infty$, так как $a_м=\frac{dB}{dH}$ при $H=0$. Тогда уравнение превращается в $B=\theta\mu_0\mu_ф$.

На рис. 2-20 приведены кривые $H = f(B)$ для тороида из мягкой стали, имеющего зазор, при различных значениях $\mu_ф$ и соответствующие им кривые $\mu_{расч} = f_1(B)$ расчетной проницаемости цепи [Л. 2-6]. Эти кривые наглядно

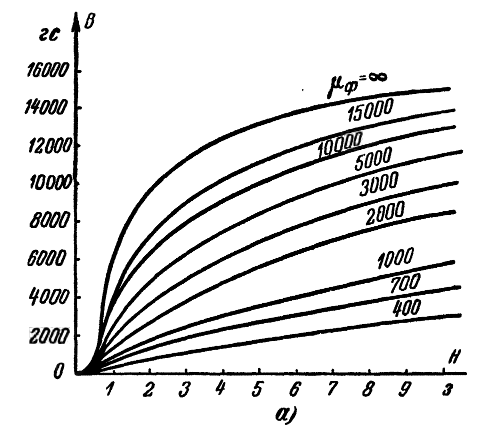
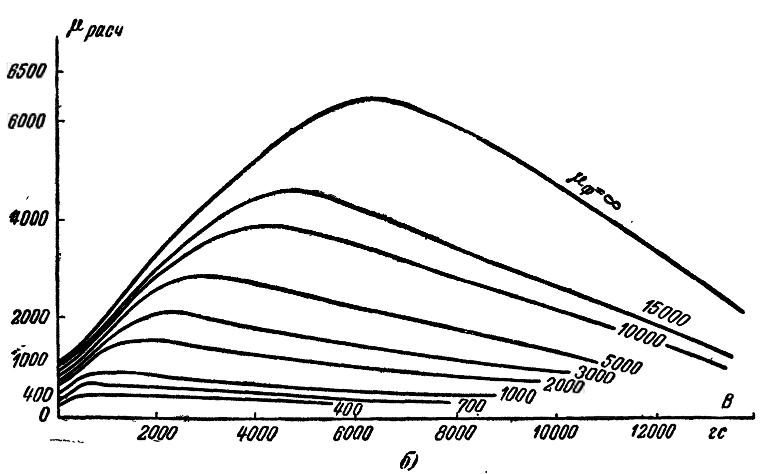


Рис. 2-20. Характеристики магнитной цепи, изображенной на рис. 2-19 при разных значениях.

а — зависимости $H = f(B)$; *б* — зависимости $\mu_{расч} = f_1(B)$.



иллюстрируют полученный вывод. Уже при $\mu_ф = 400$ кривая $\mu_{расч}$ весьма мало отличается от прямой, параллельной оси абсцисс; так как суммарное магнитное сопротивление обратно пропорционально расчетной проницаемости магнитной цепи, можно сказать, что для всех магнитных цепей, у которых проницаемость формы $\mu_ф < (250 - 300)$, магнит-

ное сопротивление практически не зависит от величины магнитного потока.

Практический случай, приближающийся к рассмотренному в этом пункте, представляет собой магнитная цепь, изображенная на рис. 2-1,*в*, когда рабочий зазор между якорем *3* и неподвижными сердечниками *1* равен нулю. В этом случае на пути магнитного потока, кроме ферромагнитного материала, из которого выполнен магнитопровод, будет находиться лишь один паразитный зазор между якорем и корпусом *2*. Обычно проводимость этого зазора достаточно велика, и в первом приближении потоком рассеяния можно пренебречь. Отличием этой магнитной цепи от рассмотренной ранее является наличие двух участков (*1-3*, *2*) магнитопровода, на одном из которых расположена обмотка. Поэтому уравнение для удельной н. с. принимает вид:

$$\frac{B_{1-3}}{\mu_0\mu_{1-3}}+\frac{B_2}{\mu_0\mu_2}\cdot\frac{l_2}{l_{1-3}}+\frac{B}{G_e\frac{l_{1-3}}{S_{1-3}}}=\theta,$$

т. е. в данном случае

$$\theta=\left(H_{1-3}+H_2\frac{l_2}{l_{1-3}}\right)\theta_e.$$

Расчет ведется таким же образом, как это описано выше, за исключением того, что при применении графического способа необходимо пользоваться не истинной кривой намагничивания материала $H=f(B)$, а приведенной кривой:

$$\theta_п=H_{1-3}+H_2\frac{l_2}{l_{1-3}}=\varphi(B)\ \text{(см. п. „б“).}$$

2-4. Общее уравнение магнитной цепи электромагнита

В предыдущем параграфе рассматривались элементы расчета магнитных цепей. При этом для того, чтобы не осложнять задачи и иметь возможность выяснить основные приемы расчета, потоками рассеяния пренебрегали.

В действительности даже в такой простейшей магнитной цепи, которую представляет собой тороид с равномерно распределенной обмоткой, состоящий из ферромагнитных участков различного сечения, имеется поток рассеяния, величина которого тем больше, чем больше рассматриваемая магнитная цепь отходит от тороида постоянного

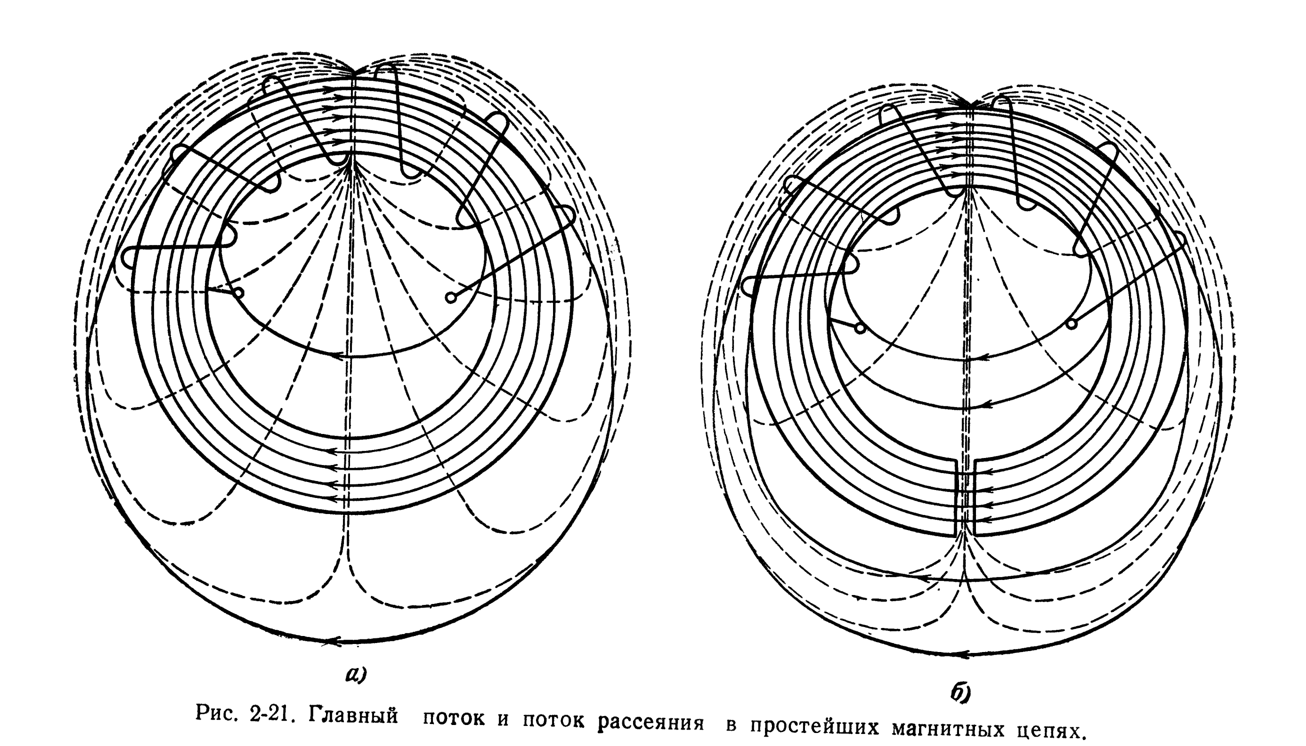


Рис. 2-21. Главный поток и поток рассеяния в простейших магнитных цепях.

сечения с равномерно распределенной обмоткой (рис. 2-21): Пути составляющих потока рассеяния, как правило, имеют весьма сложную форму, поэтому образуемые ими поля не поддаются математическому описанию и зачастую их невозможно рассчитать даже методом графического построения картин поля. На рис. 2-22 показано поле рассеяния двухполюсного (подковообразного) электромагнита. Даже при беглом взгляде обнаруживается его сложность.

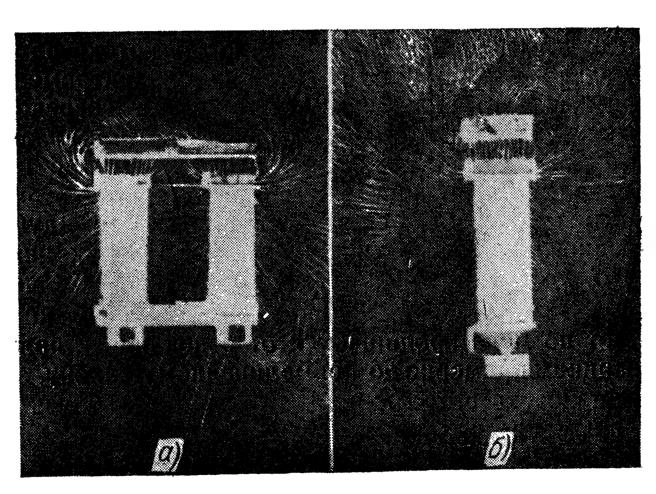


Рис. 2-22. Магнитное поле двухполюсного электромагнита.

а — сечение плоскостью, проходящей через оси обоих полюсов; *б* — сечение перпендикулярной плоскостью, проходящей через ось одного полюса.

Рис. 2-22,*а* показывает поле в сечении, проходящем через оси обоих сердечников, и представляет действительную форму линий индукции, так как только в этом сечении они представляют собой плоские кривые. Вне этой плоскости поле трехмерно, и линии на рис. 2-22,*б* представляют собой лишь проекции действительных линий магнитной индукции на плоскость, перпендикулярную сечению рис. 2-22,*а* и проходящую через ось одного сердечника.

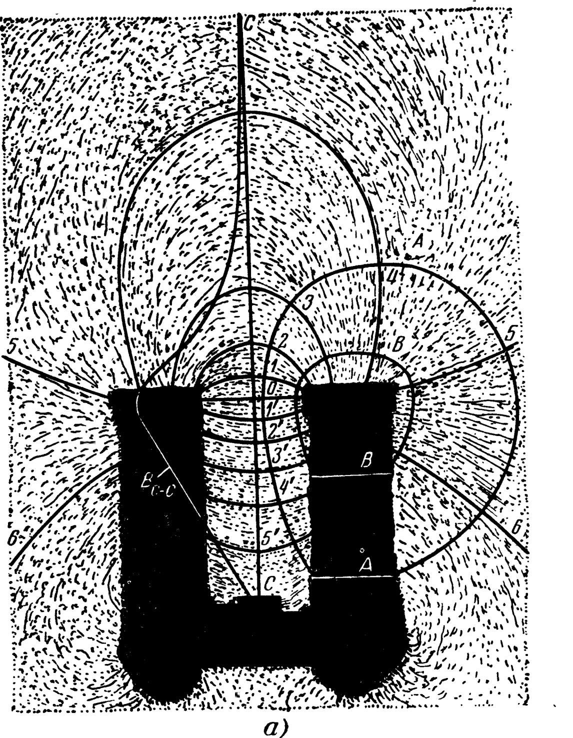
Приведенные рисунки, однако, показывают, что, несмотря на то, что магнитные линии охватывают большое пространство вокруг электромагнита, в действительности уже на небольшом удалении от сердечников поле рассеяния становится весьма слабым и может поэтому не учитываться. Представление о количественном распределении

потоков рассеяния электромагнита дает рис. 2-23. На рис. 2-23,*а* показано поле рассеяния в плоскости, проходящей через оси сердечников при отсутствии якоря. Прямая *С-С*, проведенная посредине, является средней эквипотенциальной линией, делящей картину поля на две симметричные части. Кривые *А* и *В* представляют собой еще две эквипотенциальные линии. Линии магнитной индукции *0, 1, 2 3* и т. д. ограничивают трубки, внутри которых идут одинаковые по величине магнитные потоки.

Как видно, даже в этом случае, когда потоки рассеяния относительно велики (по сравнению с электромагнитом, имеющим якорь), большая часть потока сосредоточена между внутренними частями полюсов и между полюсными наконечниками. В остальном пространстве (трубки *5-6* и *6-6*) проходит лишь примерно 15% полного потока или 20% потока рассеяния, считая рабочим поток, идущий от торца одного полюса к торцу другого. График индукции (линия $B_{C\text{-}C}$) вдоль эквипотенциальной линии *С-С* показывает, что в пространстве между сердечниками индукция нарастает по мере продвижения от основания к полюсным наконечникам примерно по прямолинейному закону, а линии индукции потока рассеяния (*5′*, *4′*, *3′*, *2′*, *1′*) близки к параллельным прямым.

Вывод о том, что основная доля потока проходит в пространстве между внутренней частью полюсов, подтверждает и рис. 2-23,*б*, изображающий проекцию поля на плоскость полюсных наконечников.

Из сказанного следует, что при определении проводимости рассеяния электромагнита следует учитывать в основном поле между полюсами и нет никакой необходимости учитывать поле на большом расстоянии от них. Кроме того, принимая во внимание, что поток рассеяния обычно существенно меньше рабочего потока, вполне допустимо упрощенное представление картины распределения потока рассеяния с целью облегчения расчета. В большинстве случаев в электромагнитах постоянного тока, если это не обусловливается специальными конструктивными требованиями, катушки имеют вытянутую вдоль оси форму так, что толщина обмотки в радиальном направлении получается значительно меньше ее длины в осевом. Так, например, в цилиндрических электромагнитах клапанного типа с плоским якорем оптимальное отношение длины катушки к толщине намотки лежит в пределах 4,5—6,2. У электромагнитов с втяжным сердечником в зависимости от формы рабо-



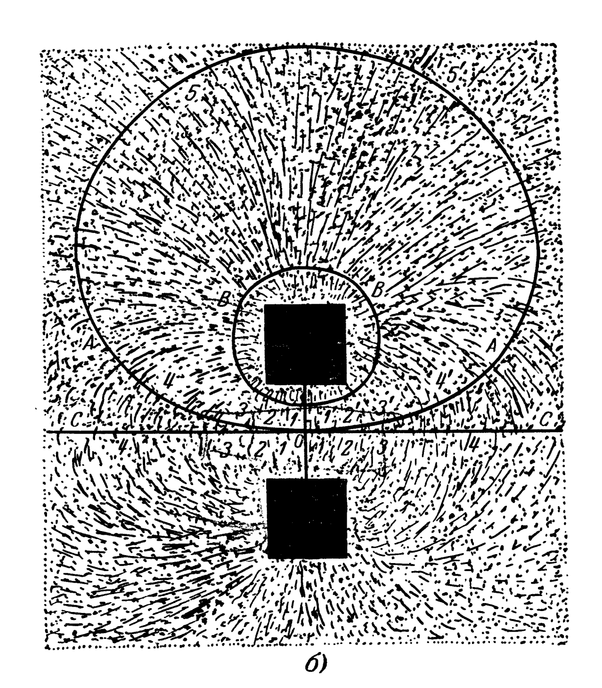


Рис. 2-23. Распределение линий магнитной индукции поля двухполюсного электромагнита без якоря.

а — в плоскости, проходящей через оси обоих полюсов; *б* — в плоскости, проходящей через поверхность полюсов.

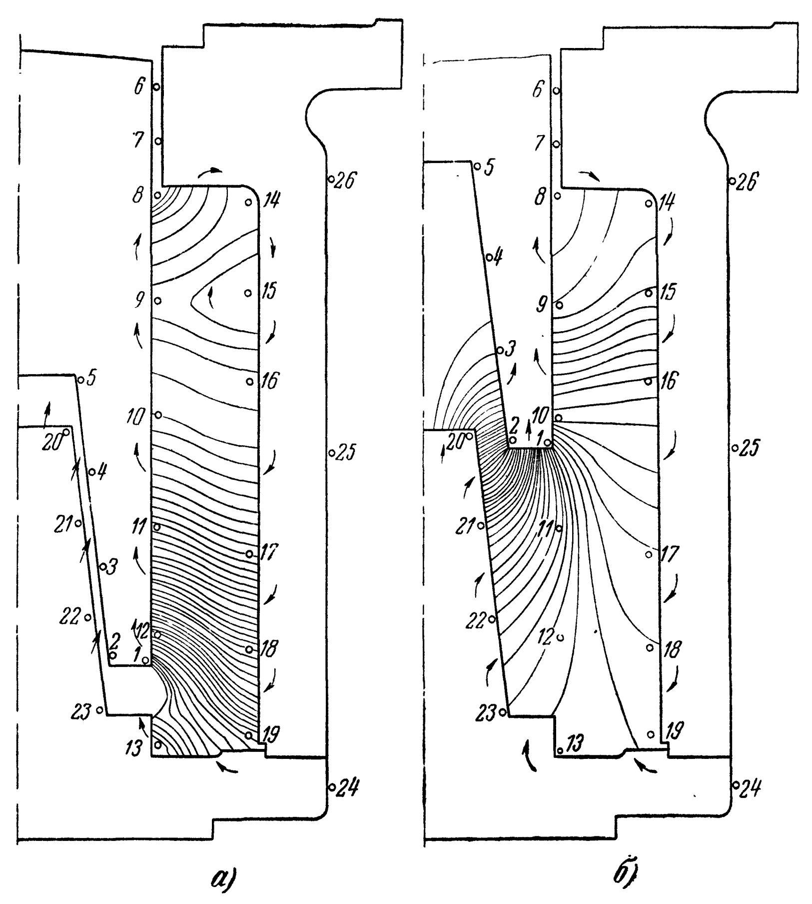


Рис. 2-24. Картина поля электромагнита с втяжным сердечником и коническим рабочим зазором.

а — ход якоря 21 *мм*; *б* — ход якоря 115 *мм*.

чего зазора это отношение колеблется от 5,5 до 11. У клапанных двухполюсных электромагнитов выбирают длину обмотки в 6—8 раз больше толщины, у однополюсных электромагнитов, применяемых в телефонных реле, эта величина доходит до 15—20. Приведенным соотношениям между длиной и толщиной обмотки соответствуют примерно такие же соотношения между осевым размером сердечника электромагнита и радиальной длиной пути потока рассеяния между сердечником и ярмом. Вследствие этого поле потока рассеяния в большинстве случаев на значи-

тельной части магнитопровода близко к плоскопараллельному и искажается лишь с краев.

Справедливость этого предположения иллюстрирует, например, рис. 2-23,*а*, а также картина поля электромагнита с втяжным сердечником с коническим рабочим зазором, изображенная на рис. 2-24.

Допущение о том, что потоки рассеяния электромагнита постоянного тока идут в плоскостях, перпендикулярных оси сердечника, т. е. что поле рассеяния является плоскопараллельным, лежит практически в основе всех существующих методов расчета магнитной цепи с учетом рассеяния.

Это допущение позволяет при анализе магнитной цепи использовать основные выводы, развитые для двухпроводных электрических линий и на основе этой аналогии получить общее дифференциальное уравнение магнитной цепи [Л. 2-6].

В теории электрических цепей рассматривают две разновидности двухпроводных линий: первую, представляющую собой пассивный четырехполюсник, и вторую—активный четырехполюсник. Если рассматриваемая цепь не содержит внутри себя ни одного источника э. д. с., то она носит название пассивного четырехполюсника. Примером этого случая является телефонная линия, свободная от каких-либо электромагнитных влияний.

Если рассматриваемая цепь содержит в себе какие-либо источники э. д. с., то она носит название активного четырехполюсника. Примером может служить та же телефонная линия, подверженная влиянию сети сильного тока.

Пассивному четырехполюснику эквивалентна магнитная цепь, у которой катушка (с тонким слоем намотки) расположена на основании магнитопровода (рис. 2-25,*а*). В этом случае практически весь магнитный поток рассеяния сцеплен со всеми витками обмотки.

Магнитная цепь с распределенной по сердечнику обмоткой (рис. 2-25,*б*) будет представлять собой активный четырехполюсник. Вследствие этого в данном случае потокосцепление изменяется по длине обмотки.

Для реальных магнитных цепей электромагнитов характерным является случай активного четырехполюсника, так как даже тогда, когда по тем или иным соображениям обмотка расположена на основании, она обычно занимает почти все пространство между сердечниками. Поэтому ее потокосцепление с потоками рассеяния оказывается переменным для различных слоев обмотки (рис. 2-25,*в*).

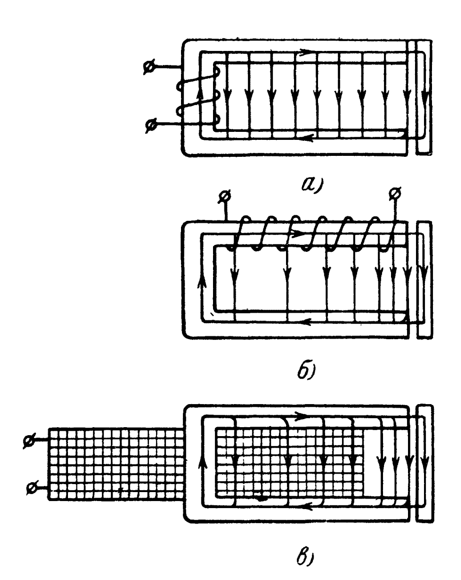


Рис. 2-25. Различные виды магнитной цепи.

а — магнитная цепь в виде пассивного четырехполюсника; *б* — магнитная цепь в виде активного четырехполюсника; *в* — магнитная цепь в виде активного четырехполюсника.

В некоторых случаях, когда рабочие индукции в магнитопроводе электромагнита лежат в определенных узких пределах, магнитная проницаемость материала магнитной цепи может быть принята неизменной. К таким цепям могут быть полностью применены все выводы теории четырехполюсников и на основе этой теории получены расчетные уравнения [Л. 2-7]. Не ограничиваясь условием $\mu = \text{const}$, рассмотрим общий случай, когда магнитное сопротивление по длине магнитопровода является переменным вследствие нелинейности кривой намагничивания.

Типовой участок магнитной цепи электромагнита показан на рис. 2-26. Его характеризуют следующие параметры:

θ — удельная н. с. обмотки, равномерно распределенной по длине сердечника;

$r_{мx}$ — суммарное магнитное сопротивление единицы длины сердечника и корпуса в рассматриваемом месте магнитной цепи;

g_s — магнитная проводимость потока рассеяния между сердечником и корпусом на единицу длины сердечника;

$R_{мA}$ — суммарное магнитное сопротивление на входе рассматриваемого участка;

$R_{мB}$ — суммарное магнитное сопротивление на его выходе.

На расстоянии x от входа данного участка магнитной цепи как по сердечнику, так и по корпусу (вследствие принятого допущения о плоскопараллельной картине поля потока рассеяния) проходит одинаковый поток Φ_x. Разность

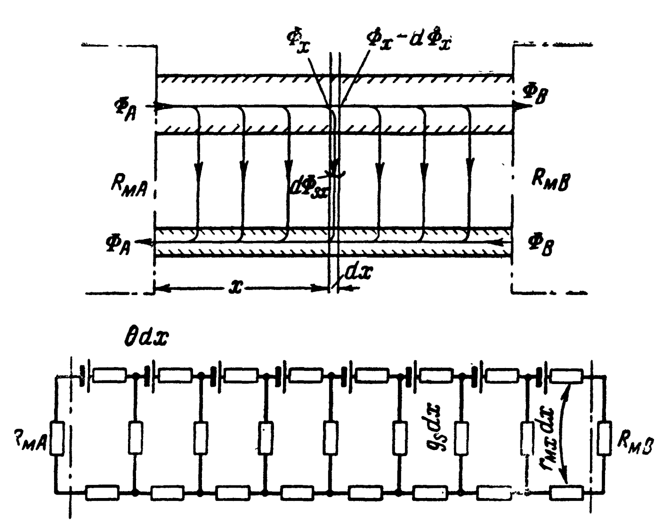


Рис. 2-26. Типовой участок магнитной цепи и его схема замещения.

магнитных потенциалов между сердечником и корпусом в сечении x равна $U_{мx}$.

Соответственно на расстоянии $(x+dx)$ магнитный поток будет $(\Phi_x+d\Phi_x)$, а разность магнитных потенциалов $(U_{мx}+dU_{мx})$. На участке dx от основания к сердечнику проходит элементарный поток рассеяния $d\Phi_{sx}$.

Рассмотрим элемент цепи, ограниченный плоскостями x и $(x+dx)$. Для него:

$$-U_{мx}+\theta\, dx+(U_{мx}+dU_{мx})=\Phi_x r_{мx}\, dx;$$

$$\Phi_x - d\Phi_{sx}=(\Phi_x - d\Phi_x);$$

$$d\Phi_{sx}=U_{мx} g_s\, dx.$$

Из первого уравнения получаем величину приращения разности магнитных потенциалов на элементе dx:

$$dU_{мx}=-(\theta-\Phi_x r_{мx})\, dx. \qquad (2\text{-}10)$$

Второе уравнение показывает, что приращение потока в сердечнике (и соответственно в корпусе) при переходе от сечения x к сечению $(x+dx)$ определяется величиной потока рассеяния на элементе dx, т. е.

$$d\Phi_x=d\Phi_{sx}. \qquad (2\text{-}11)$$

Третье уравнение определяет величину элементарного потока рассеяния.

Таким образом,

$$\frac{d\Phi_x}{dx}=U_{\text{м}x}g_s \tag{2-12}$$

и

$$\frac{dU_{\text{м}x}}{dx}=-(\theta-\Phi_x r_{\text{м}x}). \tag{2-13}$$

После дифференцирования каждого выражения по x получим:

$$\frac{d^2\Phi_x}{dx^2}=g_s\frac{dU_{\text{м}x}}{dx} \tag{2-14}$$

и

$$\frac{d^2U_{\text{м}x}}{dx^2}=r_{\text{м}x}\frac{d\Phi_x}{dx}. \tag{2-15}$$

Подставляя выражение для производной магнитного потока из (2-12) в (2-15), находим уравнение, определяющее связь распределения магнитного потенциала с параметрами магнитной цепи:

$$\frac{d^2U_{\text{м}x}}{dx^2}-U_{\text{м}x}g_s r_{\text{м}x}=0. \tag{2-16}$$

После подстановки величины производной разности магнитных потенциалов из уравнения (2-13) в (2-14) получаем:

$$\frac{d^2\Phi_x}{dx^2}-\Phi_x r_{\text{м}x}g_s+\theta g_s=0. \tag{2-17}$$

Полученное выражение представляет собой **общее уравнение магнитной цепи**, которое определяет закон изменения величины магнитного потока по длине магнитопровода. Этот закон будет зависеть как от параметров магнитной цепи, так и от граничных условий, т. е. от величин $R_{\text{м}A}$ и $R_{\text{м}B}$.

Трудность решения уравнения (2-17) заключается в том, что в общем случае магнитное сопротивление $r_{\text{м}x}$ является сложной нелинейной функцией потока Φ_x.

Существующие методы расчета магнитной цепи по сути дела различаются способом решения данного уравнения или исходных уравнений (2-12) и (2-13), из которых оно получено, а также принимаемыми при этом допущениями.

Все эти методы могут быть разбиты на три основные группы:

1) графические способы интегрирования выражения (2-17);

2) методы, в основе которых лежат способы численного интегрирования уравнений (2-12) и (2-13);

3) аналитические методы расчета магнитной цепи.

Рассмотрим наиболее употребительные из этих способов.

2-5. Расчет магнитной цепи методом двойного графического интегрирования

Основное уравнение магнитной цепи (2-17) может быть представлено в следующем виде:

$$-\frac{d^2\Phi_y}{dy^2}=g_s(\theta-\Phi_y r_{мy})=\varphi(\Phi_y),$$

где $y=l_c-x$ отсчитывается от сечения с максимальным магнитным потоком, которое в данном случае совпадает с основанием магнитной цепи (рис. 2-27,*а*). Так как харак-

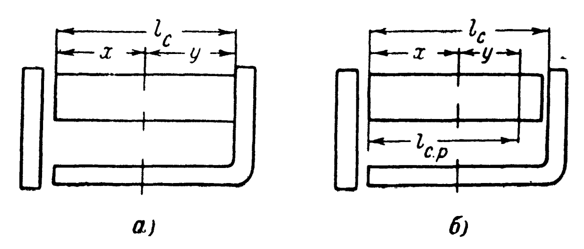


Рис. 2-27. Эскизы магнитных цепей к расчету методом двойного графического интегрирования.
а — цепь без паразитного зазора у основания сердечника; *б* — цепь с паразитным зазором у основания сердечника.

тер зависимости $\varphi(\Phi_y)$ определяется формой кривой намагничивания материала магнитной цепи, задаваемой в виде графика $B=f(H)$, то для решения дифференциального уравнения естественно попытаться избрать графический путь [Л. 2-8]. Введем подстановку:

$$-\frac{d\Phi_y}{dy}=g_s U_{мy}=z_y.$$

Тогда получаем следующее решение для z_y:

$$z_y = \pm \sqrt{\int_{\Phi_y}^{\Phi_m} 2\varphi(\Phi_y)\, d\Phi_y}$$

и для y

$$y = \pm \int_{\Phi_y}^{\Phi_m} \frac{d\Phi_y}{\sqrt{\int_{\Phi_y}^{\Phi_m} 2\varphi(\Phi_y)\, d\Phi_y}}.$$

В этих выражениях Φ_m — максимальное значение магнитного потока в сердечнике. Для точки, где поток равен Φ_m, имеем:

$$-\frac{d\Phi_m}{dy} = z_y = 0.$$

Таким образом, для нахождения зависимости, характеризующей распределение магнитного потока по длине сердечника, необходимо вычислить два полученных выражения, что может быть сделано методом двойного графического интегрирования.

Имея основную кривую намагничивания материала $H = f(B)$, можно построить кривую (рис. 2-28,*а*) зависимости суммы напряженностей магнитного поля в сердечнике ($H_с$) и корпусе ($H_к$) в функции индукции в сердечнике $B_с$, т. е. приведенную кривую намагничивания для сердечника и корпуса (см. § 4-3 п. 5).

Зависимость

$$\varphi(\Phi_y) = g_s(\theta - \Phi_y r_{му})$$

преобразуется к виду:

$$\varphi(\Phi_y) = g_s[\theta - (H_{сy} + H_{кy})],$$

так как

$$\Phi_y r_{му} = \Phi_y\left(\frac{1}{\mu_0\mu_{сy}S_с} + \frac{1}{\mu_0\mu_{кy}S_к}\right) = \frac{B_{сy}}{\mu_0\mu_{сy}} + \frac{B_{кy}}{\mu_0\mu_{кy}}.$$

Используя зависимость, изображенную на рис. 2-28,*а*, и задаваясь рядом значений потока Ф в сердечнике, строят

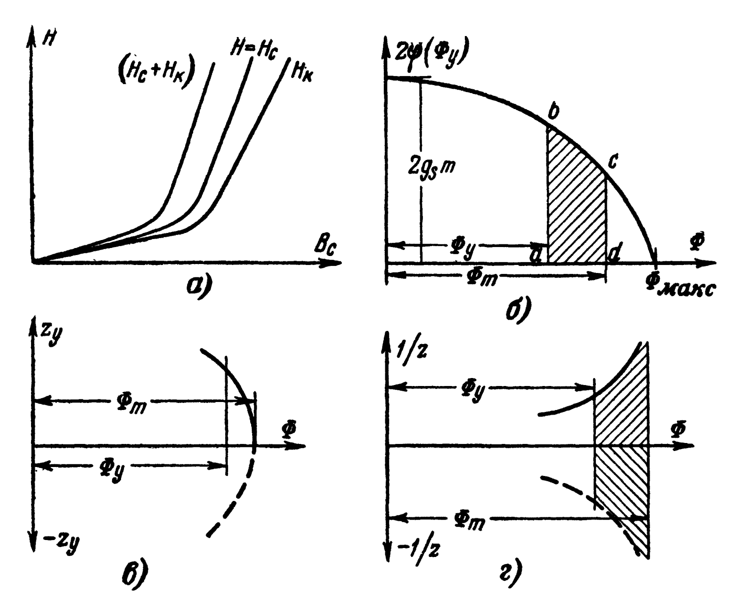


Рис. 2-28. Графики к расчету магнитной цепи методом двойного графического интегрирования.

кривую $2\varphi(\Phi_y)$ (рис. 2-28,*б*), необходимую для дальнейших расчетов. Задаваясь величиной Φ_m, которая зависит от ряда параметров магнитной цепи (в том числе и от величины воздушного зазора), но всегда меньше величины $\Phi_{макс}$, находят z_y^2 как площадь *abcd* (рис. 2-28,*б*) для соответствующего значения Φ_y. Переходя последовательно от одного значения Φ_y к другому, получают зависимость $z_y = \pm \varphi_1(\Phi_y)$ при данном Φ_m, изображенную на рис. 2-28,*в*. От нее можно перейти к кривым $1/z = \pm \varphi_2(\Phi)$, нанесенным на рис. 2-28,*г*.

Второе графическое интегрирование, т. е. вычисление площади, ограниченной на рис. 2-28,*г* Φ_y и Φ_m, дает величину y, соответствующую данному значению Φ_y при выбранном Φ_m. Переходя к другим значениям Φ_y, получают зависимость $\Phi_y = \Psi(y)$ распределения потока по длине сердечника при выбранном значении Φ_m и заданной величине θ (рис. 2-29,*а*).

Если магнитное сопротивление основания можно принять равным нулю и, как это изображено на рис. 2-27,*а*,

в месте перехода от сердечника к основанию нет воздушного промежутка, то максимальное значение магнитного потока Φ_m будет иметь место при $y=0$. В этом случае, откладывая от начала координат длину сердечника $l_с$, по-

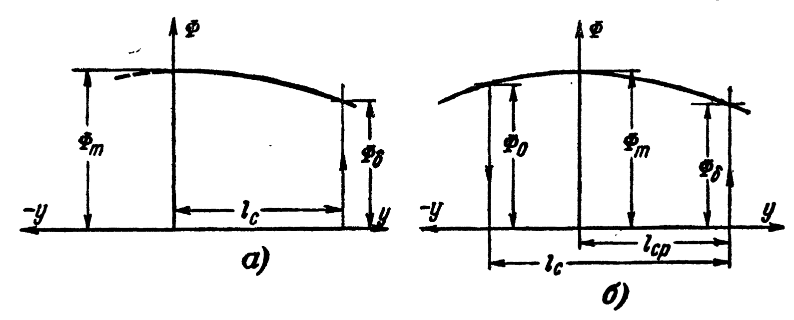


Рис. 2-29. Распределение магнитного потока вдоль сердечника магнитной цепи рис. 2-27.

а — паразитный зазор у основания сердечника отсутствует; *б* — имеется паразитный зазор у основания сердечника.

лучают значение магнитного потока в начале сердечника, равное потоку в воздушном зазоре Φ_δ.

Теперь, возвращаясь к графику рис. 2-28,*в* и отложив на нем найденное значение Φ_δ, получают соответствующую величину z_δ и находят:

$$U_{м\delta}=\frac{z_\delta}{g_s}.$$

Вычислив по величине потока Φ_δ падение магнитного потенциала в якоре $(H_я l_я)$, определяют величину проводимости воздушного зазора:

$$G_\delta=\frac{\Phi_\delta}{U_{м\delta}-H_я l_я},$$

а следовательно, и величину самого зазора δ, соответствующего значению максимального потока Φ_m в сердечнике, которым в начале расчета задавались. В некоторых случаях магнитным сопротивлением основания нельзя пренебречь. Кроме того, иногда в месте перехода от сердечника к основанию имеется воздушный промежуток (рис. 2-27,*б*), определяемый, например, условиями сборки или конструктивными соображениями. Обозначим магнитную проводимость этого промежутка G_e. В этом случае максимум потока бу-

дет сдвинут вдоль сердечника на расстояние $\Delta l = (l_с - l_{с.р})$ от основания. Величина сдвига определяется параметрами магнитной цепи и в первую очередь магнитным сопротивлением у основания.

Для определения Δl строят кривую:

$$z_о = g_s U_{мо} = g_s \left(H_о l_о + \frac{\Phi_о}{G_e} \right) = \varphi_3 (\Phi_о),$$

где величины с индексом „о" относятся к основанию. Эту кривую наносят на том же графике, где нанесена зависимость $z_y = \varphi_1 (\Phi_y)$ (рис. 2-30). Пересечение двух кривых определяет соответствующие значения $g_s U_{мо}$ и $\Phi_о$. Отложив полученную величину $\Phi_о$ на графике $\Phi = \psi(y)$ рис. 2-29,*б*, находят расстояние $(l_с - l_{с.р})$, на котором в данном случае находится сечение с максимальной величиной потока Φ_m. Поток в рабочем воздушном зазоре Φ_δ будет соответствовать длине $l_{с.р}$. По найденному Φ_δ изложенным выше способом можно опять определить соответствующую величину зазора δ. Путем описанной методики, задаваясь различными значениями Φ_m и θ, можно построить серию кривых $\Phi_y = \psi(y)$, характеризующих исследуемую магнитную систему. По ним можно определить требующиеся величины н. с. для создания нужного потока Φ_δ при разных зазорах или, наоборот, значения потоков, получающихся в зазоре при той или иной н. с.

Рис. 2-30. График к расчету магнитной цепи методом двойного графического интегрирования.

Таким образом, решение основного уравнения магнитной цепи может быть произведено методом двойного графического интегрирования на основе кривой намагничивания материала и с учетом всех факторов, влияющих на характер распределения магнитного потока вдоль магнитопровода, с высокой степенью точности. Однако этот метод весьма громоздок и его целесообразно применять лишь в тех случаях, когда требуется детальное и всестороннее обследование характеристик проектируемого электромагнитного механизма.

2-6. Приложение методов численного интегрирования дифференциальных уравнений к расчету магнитной цепи

Не прибегая к совместному решению дифференциальных уравнений (2-12) и (2-13), для расчета магнитной цепи можно воспользоваться их приближенным решением, используя для этого упрощенный метод Эйлера. Пусть дано дифференциальное уравнение первого порядка, разрешенное относительно производной:

$$y' = f(x, y)$$

и пусть искомая функция удовлетворяет следующим начальным условиям $y = y_0$ при $x = x_0$. Считая, что в пределах достаточно малого промежутка Δx_1 производная сохраняет свое постоянное значенне $f\left[x_0 + \frac{\Delta x_1}{2},\ y_{01}\right]$, имеем:

$$y_1 = y_0 + \Delta x_1 f\left(x_0 + \frac{\Delta x_1}{2},\ y_{01}\right), \tag{2-18}$$

где y_{01} — значение функции, соответствующее величине $x_0 + \frac{\Delta x_1}{2}$, а y_1 — величине $(x_0 + \Delta x_1)$ независимого переменного.

Повторяя эту операцию, получим последовательные значения:

$$y_2 = y_1 + \Delta x_2 f\left(x_1 + \frac{\Delta x_2}{2},\ y_{12}\right);$$

$$y_3 = y_2 + \Delta x_3 f\left(x_2 + \frac{\Delta x_3}{2},\ y_{23}\right) \text{ и т. д.}$$

Ступени Δx_1, Δx_2, Δx_3 в общем случае могут быть неодинаковыми.

Рассмотрим решение задачи нахождения намагничивающей силы Θ по заданному значению магнитного потока Φ_δ для магнитной цепи, изображенной на рис. 2-31. Величина удельной проводимости g_s может быть вычислена по геометрическим размерам магнитной цепи (см. гл. 3); магнитное сопротивление начального участка $R_{мн}$ — по геометрическим размерам и заданному значению магнитного потока в рабочем воздушном зазоре Φ_δ.

Таким образом, задание величины Φ_δ равносильно заданию также и $U_{мн} = \Phi_\delta R_{мн}$, т. е. двух начальных условий,

необходимых для решения уравнений (2-12) и (2-13): при $x=0$, $\Phi_x = \Phi_\delta$ и $U_{\text{м}x} = U_{\text{мн}}$

Разобьем сердечник и соответственно остов на четыре участка.

Основное допущение метода Эйлера — постоянство производной искомой функции в пределах некоторого ко-

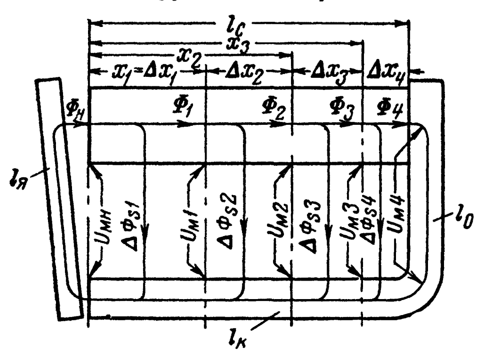


Рис. 2-31. К расчету магнитной цепи по участкам. (Равномерно распределенная по длине сердечника обмотка не показана.)

нечного участка, применительно к магнитной цепи означает, что в схеме замещения можно считать сосредоточенной проводимость рассеяния каждого участка $(g_s \Delta x_n)$ и приложенной в его середине, где действует разность магнитных потенциалов $U_{\text{мн}-1}$.

Магнитный поток в конце первого участка на основании уравнений (2-12) и (2-18) будет:

$$\Phi_1 = \Phi_\delta + U_{\text{мн}-1} g_s \Delta x_1, \tag{2-19}$$

а расчетное значение разности магнитных потенциалов между сердечником и остовом на первом участке на основании уравнения (2-13):

$$U_{\text{мн}-1} = U_{\text{мн}} - (\theta - \Phi_{\delta-1} r_{\text{м}1}) \frac{\Delta x_1}{2}, \tag{2-20}$$

где $\Phi_{\delta-1} = \frac{\Phi_\delta + \Phi_1}{2}$, а величина $r_{\text{м}1} = \frac{1}{\mu_0 \mu_{1\text{с}} S_\text{с}} + \frac{1}{\mu_0 \mu_{1\text{к}} S_\text{к}}$ вычисляется по значению потока Φ_δ с помощью кривой намагничивания материала, из которого выполнены сердечник

и корпус. Если поперечные сечения сердечника S_c или корпуса $S_к$ переменные, то в расчет нужно взять величины, соответствующие первому участку.

Решая уравнения (2-19) и (2-20) совместно, находим:

$$\Phi_1 = \Phi_\delta + \frac{U_{мн} - (\theta - \Phi_\delta r_{м1})\frac{\Delta x_1}{2}}{1 - g_s r_{м1}\frac{\Delta x_1^2}{4}} g_s \Delta x_1, \qquad (2\text{-}21)$$

$$U_{мн-1} = U_{мн} - \frac{\theta - \left(\Phi_\delta + U_{мн} g_s \frac{\Delta x_1}{2}\right) r_{м1}}{1 - g_s r_{м1}\frac{\Delta x_1^2}{4}} \cdot \frac{\Delta x_1}{2}; \qquad (2\text{-}22)$$

$$U_{м1} = U_{мн} - \frac{\theta - \left(\Phi_\delta + U_{мн} g_s \frac{\Delta x_1}{2}\right) r_{м1}}{1 - g_s r_{м1}\frac{\Delta x_1^2}{4}} \Delta x_1. \qquad (2\text{-}23)$$

Значения Φ_1 и $U_{м1}$ являются исходными для определения соответствующих величин второго участка. Таким образом:

$$\Phi_2 = \Phi_1 + \frac{U_{м1} - \left(\theta - \Phi_1 r_{м2}\right)\frac{\Delta x_2}{2}}{1 - g_s r_{м2}\frac{\Delta x_2^2}{4}} g_s \Delta x_2;$$

$$U_{м2} = U_{м1} - \frac{\theta - \left(\Phi_1 + U_{м1} g_s \frac{\Delta x_2}{2}\right) r_{м2}}{1 - g_s r_{м2}\frac{\Delta x_2^2}{4}} \Delta x_2.$$

Для третьего и четвертого участков получаются аналогичные выражения.

Таким образом, последовательно определяются потоки и разности магнитных потенциалов для всех участков, включая и основание, по которому в рассматриваемом случае будет проходить поток $\Phi_о = \Phi_4$. Падение магнитного потенциала в основании (считая, что воздушные зазоры при переходе от сердечника к основанию и от основания к корпусу равны нулю) определяется как

$$U_{мо} = \Phi_4 r_{мо} l_о.$$

Искомая величина н. с. обмотки Θ, необходимой для создания заданного потока Φ_δ, определится теперь, как сумма падений магнитного потенциала на всех участках магнитной цепи:

$$\left.\begin{aligned}\Theta &= U_{мн} + \Phi_{\delta-1} r_{м\delta-1} \Delta x_1 + \Phi_{1-2} r_{м1-2} \Delta x_2 + \\ &+ \Phi_{2-3} r_{м2-3} \Delta x_3 + \Phi_{3-4} r_{м3-4} \Delta x_4 + \Phi_4 r_{мо} l_о, \\ \text{или} \quad \Theta &= U_{мн} + H_{\delta-1} \Delta x_1 + H_{1-2} \Delta x_2 + H_{2-3} \Delta x_3 + \\ &+ H_{3-4} \Delta x_4 + H_о l_о.\end{aligned}\right\} \quad (2\text{-}24)$$

Здесь величины магнитных сопротивлений $r_{мi}$ и соответствующие значения напряженности магнитного поля H_i в материале магнитопровода вычисляются по среднему значению потока на данном участке ($\Phi_{\delta-1}$, $\Phi_{\delta-2}$ и т. д.).

Во всех рассмотренных выше формулах участвует значение удельной н. с. обмотки $\theta = \frac{\Theta}{l_с}$, пропорциональное искомой величине Θ и, следовательно, в начале расчета неизвестное. Поэтому приходится поступать следующим образом:

Вначале принимают:

$$\theta_н = \frac{U_{мн} + (r_{м1} l_с + r'_{мо} l_о)\,\Phi_\delta}{l_с},$$

где $r_{м1}$ и $r'_{мо}$ — удельные магнитные сопротивления сердечника с корпусом и основания, подсчитанные по значению потока в воздушном зазоре Φ_δ.

Переходя ко второму участку, можно использовать уточненное расчетное значение:

$$\theta_1 = \frac{U_{мн} + \Phi_\delta r_{м1} \Delta x_1 + [r_{м2}(l_с - x_1) + r'_{мо} l_о]\,\Phi_1}{l_с},$$

в котором $r_{м2}$ и $r'_{мо}$ вычислены по потоку Φ_1.

Аналогично для третьего и четвертого участков:

$$\theta_2 = \frac{U_{мн} + \Phi_\delta r_{м1} \Delta x_1 + \Phi_1 r_{м2} \Delta x_2 + [r_{м3}(l_с - x_2) + r''_{мо} l_о]\,\Phi_2}{l_с};$$

$$\theta_3 = \frac{U_{мн} + \Phi_\delta r_{м1} \Delta x_1 + \Phi_1 r_{м2} \Delta x_2 + \Phi_2 r_{м3} \Delta x_3 + [r_{м4}(l_с - x_3) + r'''_{мо} l_о]\,\Phi_3}{l_с}.$$

Подстановка вместо действительной величины θ расчетных значений $\theta_н$, θ_1, θ_2 и θ_3 дает все же некоторую погрешность в определении величины $U_{мн}$. Однако найденное таким образом значение полной н. с. Θ_1 получается весьма близким к истинному. Дальнейшим уточнением является повторный расчет по той же схеме с использованием в качестве расчетного значения удельной н. с.:

$$\theta_{расч} = \frac{\Theta_1 + U_{м4} + r_{мо} l_о \Phi_4}{l_с}.$$

Критерием точности расчета является сравнение величин $-U_{м4}$ и $r_{мо} l_о \Phi_4$, которые в действительности являются тождественно равными.

Расчет по изложенной методике или, как его называют, расчет магнитной цепи по участкам дает тем более достоверную картину распределения потока вдоль магнитной цепи, чем большее число участков берется там, где напряженность магнитного поля в магнитопроводе претерпевает существенные изменения. Для этого участки целесообразно брать неравномерными, увеличивая их число у основания.

Решение задачи нахождения магнитного потока $\Phi_{иск}$ в заданном месте магнитной цепи по известной величине н. с. непосредственно произвести нельзя, так как в данном случае не хватает начальных условий. Поэтому приходится задаваться несколькими значениями магнитного потока в воздушном зазоре и находить соответствующие им величины н. с. $\Theta_{расч}$ Искомое значение потока определяют затем путем интерполяции или графически по кривой $\Phi_{иск} = \psi(\Theta_{расч})$.

Достоинством расчета магнитной цепи методом численного интегрирования является то, что он применим к магнитным цепям любой конфигурации, в том числе и к цепям с изменяющимися параметрами (площадь поперечного сечения, величина проводимости рассеяния и т. п.), давая при этом высокую точность. Однако он является достаточно трудоемким. В то же время, не снижая существенно точности, в ряде случаев расчет можно упростить путем применения так называемых коэффициентов рассеяния.

2-7. Расчет магнитной цепи по участкам с помощью коэффициентов рассеяния

Число промежуточных операций при расчете магнитной цепи по участкам может быть существенно сокращено и весь расчет значительно упрощен, если вычисление потоков рассеяния производить, пренебрегая влиянием изменения падения магнитного потенциала в магнитопроводе по его длине, за счет потоков рассеяния.

Такое допущение во многих случаях оказывается вполне обоснованным и вносит весьма незначительную погрешность, так как поток рассеяния в основном проходит по воздуху, и сопротивление участков магнитопровода составляет обычно незначительную часть общего сопротивления на его пути. Если принять также, что обмотка равномерно распределена по всей длине сердечника, то оказывается возможным получить уравнения, позволяющие вычислить магнитный поток в любом месте магнитной цепи через поток в воздушном зазоре. При этом связь между потоками выражается через так называемые коэффициенты рассеяния, зависящие только от геометрических размеров магнитопровода и не связанные с абсолютной величиной магнитного потока.

Благодаря этому расчет магнитной цепи оказывается значительно менее трудоемким.

Коэффициентом рассеяния σ называют отношение полной величины, проходящего через данное сечение, потока

$$\Phi_x = \Phi_\delta + \Phi_{sx},$$

к потоку в воздушном зазоре Φ_δ.

Таким образом:

$$\sigma_x = \frac{\Phi_x}{\Phi_\delta} = 1 + \frac{\Phi_{sx}}{\Phi_\delta}. \qquad (2\text{-}25)$$

Рассмотрим метод вывода уравнений, определяющих коэффициенты рассеяния на примере *магнитной цепи клапанного типа.*

Так как при определении потока рассеяния мы условились принимать магнитное сопротивление магнитопровода не зависящим от величины проходящего по нему потока, а обмотку считаем равномерно распределенной по длине сердечника, то закон изменения разности магнитных потенциалов между точками сердечника и корпуса, лежащими

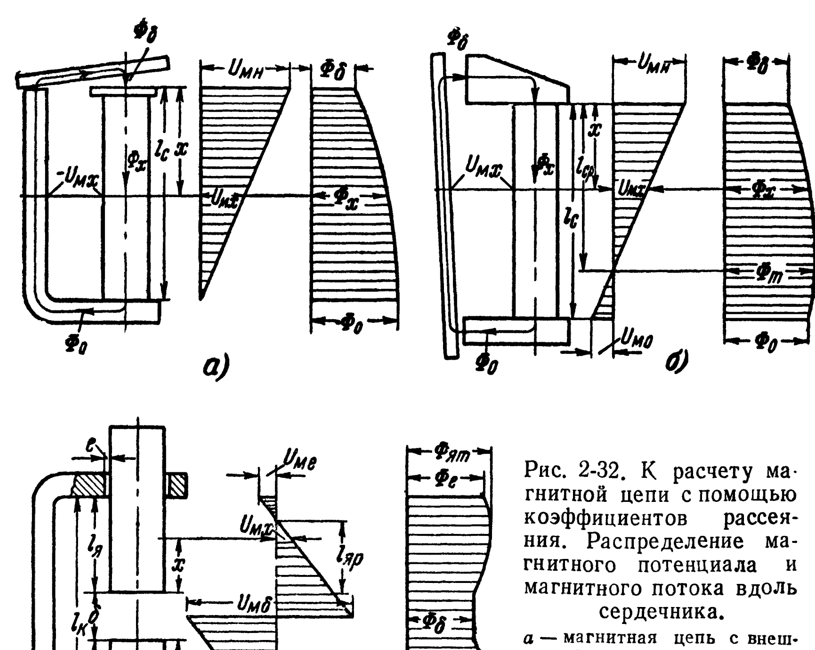


Рис. 2-32. К расчету магнитной цепи с помощью коэффициентов рассеяния. Распределение магнитного потенциала и магнитного потока вдоль сердечника.

а — магнитная цепь с внешним якорем, расположенным со стороны торца катушки; *б* — магнитная цепь с внешним якорем, расположенным по образующей катушки; *в* — магнитная цепь с подвижным сердечником.

в плоскости, перпендикулярной оси сердечника, будет выражаться прямой линией (рис. 2-32,*а*). Будем считать, как это в большинстве случаев можно сделать, что падением магнитного потенциала при переходе от сердечника к основанию в самом основании и при переходе к корпусу можно пренебречь. Тогда

$$\theta_{\text{н}} = \frac{U_{\text{мн}}}{l_{\text{с}}} \quad \text{и} \quad U_{\text{мн}} = \frac{\Phi_\delta}{G_{\text{н}}},$$

где $G_{\text{н}}$ — суммарная проводимость воздушных зазоров сердечник—якорь и якорь—остов.

Из уравнения (2-13) имеем:

$$\frac{dU_{\text{м}x}}{dx} = -\theta_{\text{н}} \tag{2-26}$$

после интегрирования

$$U_{мx}=U_{мн}\left(1-\frac{x}{l_с}\right)=\frac{\Phi_\delta}{G_н}\left(1-\frac{x}{l_с}\right). \qquad (2\text{-}27)$$

Используя полученную зависимость разности магнитных потенциалов и подставляя ее в уравнение (2-12), получаем после интегрирования:

$$\Phi_x=\Phi_\delta\left[1+\frac{g_s}{G_н}\cdot\frac{x}{2}\left(2-\frac{x}{l_с}\right)\right]. \qquad (2\text{-}28)$$

Таким образом, выражение для коэффициента рассеяния в данном случае будет:

$$\sigma_x=1+\frac{g_s}{G_н}\cdot\frac{x}{2}\left(2-\frac{x}{l_с}\right). \qquad (2\text{-}29)$$

Как видно при принятых допущениях, магнитный поток вдоль магнитопровода изменяется по закону параболы, достигая максимума у основания сердечника (рис. 2-32,*а*):

$$\Phi_m=\Phi_о=\Phi_\delta\left[1+\frac{g_s}{G_н}\cdot\frac{l_с}{2}\right].$$

Для *магнитной цепи с боковым расположением якоря* (рис. 2-32,*б*) нельзя пренебрегать падением магнитного потенциала при переходе от основания к якорю, так как там по условиям кинематики всегда имеет место воздушный зазор. Поэтому закон распределения разности магнитных потенциалов (рис. 2-32,*б*) здесь будет отличаться от предыдущего случая: часть н. с. обмотки затрачивается на проведение магнитного потока Φ_0 через паразитный зазор. В соответствии с направлением магнитного потока величина $U_{мо}$ имеет обратный знак по отношению к $U_{мн}$. Поэтому в данном случае разность магнитных потенциалов становится равной нулю при $x=l_{с.р}$, и уравнения (2-27), (2-28) и (2-29) применимы к данному случаю, если в них действительную длину сердечника $l_с$ заменить расчетной длиной $l_{с.р}$. Тогда

$$U_{мx}=\frac{\Phi_\delta}{G_н}\left(1-\frac{x}{l_{с.р}}\right); \qquad (2\text{-}30)$$

$$\Phi_x=\Phi_\delta\left[1+\frac{g_s}{G_н}\cdot\frac{x}{2}\left(2-\frac{x}{l_{с.р}}\right)\right]; \qquad (2\text{-}31)$$

$$\sigma_x = 1 + \frac{g_s}{G_н} \cdot \frac{x}{2}\left(2 - \frac{x}{l_{с.р}}\right). \qquad (2\text{-}32)$$

При $x = l_{с.р}$ магнитный поток достигает максимума:

$$\Phi_m = \Phi_\delta \left[1 + \frac{g_s}{G_н} \cdot \frac{l_{с.р}}{2}\right],$$

после чего вновь начинает снижаться (рис. 2-32,*б*).

Расчетная длина $l_{с.р}$ определяется соотношением падений магнитного потенциала в рабочем воздушном зазоре и у основания реле

$$l_{с.р} = l_с \frac{1}{1 + \frac{U_{мо}}{U_{мн}}}.$$

Имея в виду, что магнитный поток, проходящий через паразитный зазор у основания реле:

$$\Phi_о = \Phi_\delta \left[1 + \frac{g_s}{G_н} \cdot \frac{l_с}{2}\left(2 - \frac{l_с}{l_{с.р}}\right)\right],$$

и выражая $U_{мо}$ и $U_{мн}$ через соответствующие магнитные проводимости и магнитные потоки, получаем:

$$l_{с.р} = l_с \frac{2 + \frac{g_s l_с}{G_о}}{2\left(1 + \frac{G_н}{G_о} + \frac{g_s l_с}{G_о}\right)}. \qquad (2\text{-}33)$$

Для магнитной цепи с втяжным якорем (рис. 2-32,*в*) график распределения магнитных потенциалов принимает еще более сложный вид, чем в предыдущем случае. Здесь также по условиям кинематики на пути магнитного потока между подвижным сердечником и неподвижным корпусом всегда имеется паразитный зазор, который определяет наличие разности магнитных потенциалов $U_{ме}$. Падением магнитного потенциала при переходе от неподвижного сердечника к корпусу при рассмотрении картины потокораспределения обычно можно пренебречь.

В этой системе поток рассеяния распадается на две части: поток на участке $l_с$, идущий между неподвижным сердечником (стопом) и корпусом, и поток, идущий на участке от якоря к корпусу.

Расчетное значение удельной н. с. в данном случае

$$\theta_н = \frac{\Phi_\delta}{G_\delta [l_к - (l_я - l_{я.р})]} = \frac{\Phi_\delta}{G_\delta l_{к.р}}, \qquad (2\text{-}34)$$

где $l_{к.р} = l_к - (l_я - l_{я.р})$ — расчетное значение длины катушки с обмоткой. Тогда, используя уравнения (2-26), (2-28) и (2-29), для участка $l_я$ получаем:

$$U_{мx} = \frac{\Phi_\delta l_{я.р}\left(1 - \frac{x}{l_{я.р}}\right)}{G_\delta l_{к.р}}; \qquad (2\text{-}35)$$

$$\Phi_x = \Phi_\delta \left[1 + \frac{g_s l_{я.р}}{G_\delta l_{к.р}} \cdot \frac{x}{2}\left(2 - \frac{x}{l_{я.р}}\right)\right]; \qquad (2\text{-}36)$$

$$\sigma_x = 1 + \frac{g_s l_{я.р}}{G_\delta l_{к.р}} \cdot \frac{x}{2}\left(2 - \frac{x}{l_{я.р}}\right). \qquad (2\text{-}37)$$

При $x = l_{я.р}$ магнитный поток в якоре достигает максимума:

$$\Phi_m = \Phi_\delta\left(1 + \frac{g_s l_{я.р}^2}{2G_\delta l_{к.р}}\right).$$

Величина магнитного потока, проходящего через паразитный зазор:

$$\Phi_е = \Phi_\delta\left[1 + \frac{g_s l_{я.р}}{G_\delta l_{к.р}} \cdot \frac{l_я}{2}\left(2 - \frac{l_я}{l_{я.р}}\right)\right]. \qquad (2\text{-}38)$$

Падение магнитного потенциала в паразитном зазоре

$$U_{ме} = \theta_н (l_я - l_{я.р}) = \frac{\Phi_е}{G_е}.$$

Подставляя соответствующие значения из (2-34) и (2-38), находим:

$$l_{я.р} = l_я\left[1 - \frac{\frac{l_к}{l_я} \cdot \frac{G_\delta}{G_е} + \frac{g_s l_я}{2G_е}}{1 + \frac{G_\delta}{G_е} + \frac{g_s l_я}{G_е}}\right] \qquad (2\text{-}39)$$

Если

$$G_\delta = \left(G_е + \frac{g^s l_я}{2}\right)\frac{l_я}{l_к - l_я},$$

то $l_{я.р}=0$, и магнитный поток в якоре нигде не превосходит по величине магнитного потока, проходящего через рабочий воздушный зазор.

Для участка $l_с$

$$\Phi_y = \Phi_\delta \left[1 + \frac{g_s l_с}{G_\delta l_{к.р}} \cdot \frac{y}{2}\left(2 - \frac{y}{l_с}\right)\right]. \qquad (2\text{-}40)$$

Таким образом, в данном случае

$$\sigma_y = 1 + \frac{g_s}{G_\delta} \cdot \frac{l_с}{l_{к.р}} \cdot \frac{y}{2}\left(2 - \frac{y}{l_с}\right), \qquad (2\text{-}41)$$

т. е. коэффициент рассеяния для участка стопа также зависит от проводимости паразитного зазора $G_е$.

С помощью выведенных уравнений для коэффициентов рассеяния легко подсчитывать величину магнитного потока в любом интересующем месте рассчитываемой магнитной цепи, если известен магнитный поток в воздушном зазоре или другом каком-либо месте. Для нахождения необходимой н. с. сечениями x_1, x_2, x_3 и т. д. разбивают магнитную цепь на ряд участков. Средние значения магнитных потоков на этих участках определяются коэффициентами рассеяния

$$\sigma\left(\frac{x_1}{2}\right), \ \sigma\left(\frac{x_1 + x_2}{2}\right), \ \sigma\left(\frac{x_2 + x_3}{2}\right) \text{ и т. д.}$$

По полученным таким образом величинам магнитных потоков с помощью кривой намагничивания находят соответствующие значения напряженности поля H_i в материале магнитопровода и вычисляют полную необходимую н. с. обмотки, пользуясь уравнением (2-24).

При необходимости отыскания магнитного потока $\Phi_{иск}$ в заданном месте магнитной цепи по известной величине н. с. задаются рядом значений магнитного потока и определяют соответствующие им величины н. с. $\Theta_{расч}$. Искомое значение потока определяют путем интерполяции или графически по кривой $\Phi_{иск} = f(\Theta_{расч})$.

Когда индукция не выходит за пределы колена кривой намагничивания или когда поток рассеяния незначителен по сравнению с основным потоком, вычисление падения магнитного потенциала в магнитопроводе можно вести по среднему значению магнитного потока. В этом случае

можно положить $\mu = \text{const}$. Тогда, например, для сердечника магнитной цепи по рис. 2-32,*а* имеем:

$$\Theta_с = \int\limits_0^{l_с} H_x dx = \frac{\Phi_\delta}{\mu_0 \mu S_с} \int\limits_0^{l_с} \left[1 + \frac{g_s}{G_н} \cdot \frac{x}{2}\left(2 - \frac{x}{l_с}\right)\right] dx.$$

Отсюда

$$\Theta_с = \frac{\Phi_\delta \sigma_{с.р}}{\mu_0 \mu S_с},$$

где

$$\sigma_{с.р} = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{g_s l_с}{G_н} \qquad (2\text{-}42)$$

— среднее значение коэффициента рассеяния.

Таким образом, при $\mu = \text{const}$ расчет падения магнитного потенциала можно производить по среднему значению магнитного потока.

Используя это при одинаковых сечениях сердечника и корпуса ($S_с = S_к$), магнитная цепь по рис. 2-32,*а* может быть уподоблена простой последовательной магнитной цепи рис. 2-19,*а*, у которой:

а) обмотка распределена равномерно по длине сердечника и корпуса $\left(\text{т. е. } \theta = \frac{\Theta}{l_с + l_к}\right)$;

б) по воздушному зазору приходит магнитный поток Φ_δ;

в) по магнитопроводу проходит неизменный поток $\Phi_с = \Phi_\delta \sigma_{с.р}$.

Тогда для нахождения н. с. по заданной величине потока и для решения обратной задачи можно применять графическое построение [Л. 2-5], показанное на рис. 2-19, беря в соответствующем масштабе:

$$\varphi_{с.р} = \operatorname{arctg}\left[G_н \sigma_{с.р} \frac{l_с + l_к}{S_с}\right].$$

Когда сечения сердечника и корпуса магнитопровода различны, нужно использовать приведенную кривую намагничивания (см. § 2-3, п. «б»).

2-8. Аналитический расчет магнитной цепи электромагнита с учетом потоков рассеяния

Рассмотренные методы численного и графического интегрирования дифференциального уравнения магнитной цепи дают возможность достаточно точно производить ее

расчет. При известных упрощениях, например при использовании коэффициентов рассеяния, эти расчеты становятся вполне приемлемыми для повседневной инженерной практики. Однако при анализе влияния на качество конструкции тех или иных ее параметров или при необходимости отыскания оптимального варианта как расчет магнитной цепи по участкам, так и графический метод требуют затраты большой вычислительной работы. Это определяется тем, что они позволяют решать такую задачу только путем сравнительного расчета многих вариантов.

Анализ соразмерностей электромагнита в общем виде может быть произведен лишь на основе аналитического метода расчета магнитной цепи [Л. 2-9]. Последний может также значительно сократить объем расчетной работы при расчете характеристик, если имеются заранее выведенные аналитические выражения для данного типа электромагнита.

Зависимость $\Phi_x = \Phi(x)$ распределения потока вдоль сердечника представляет собой непрерывную функцию x. Поэтому эту зависимость можно представить в виде ряда Маклорена:

$$\Phi_x = \Phi(0) + \Phi^{I}(0)\frac{x}{1!} + \Phi^{II}(0)\frac{x^2}{2!} + \Phi^{III}\frac{x^3}{3!} + \Phi^{IV}(0)\frac{x^4}{4!} + \ldots \quad (2\text{-}43)$$

Учитывая уравнения (2-12) и (2-13), получаем выражения для первой и последующих производных функции, выражающей поток:

$$\Phi^{I}(x) = \frac{d\Phi_x}{dx} = g_s U_{мx};$$

$$\Phi^{II}(x) = \frac{d^2\Phi_x}{dx^2} = -g_s\theta_x;$$

$$\Phi^{III}(x) = -g_s^2\frac{d\theta_x}{d\Phi}U_{мx};$$

$$\Phi^{IV}(x) = -g_s^2\left(\frac{d^2\theta_x}{d\Phi^2}U_{мx}^2 - \frac{d\theta_x}{d\Phi}\theta_x\right).$$

В этих выражениях обозначено:

$$\theta_x = (\theta - \Phi_x r_{мx}) = [\theta - (H_{сx} + H_{кx})], \quad (2\text{-}44)$$

т. е. величина θ_x численно равна той части удельной н. с. обмотки в сечении x, которая остается неизрасходованной на проведение потока через сердечник и корпус магнито-

провода, а идет на создание необходимой разности магнитных потенциалов в воздушных зазорах и тех частях магнитопровода, на которых отсутствует обмотка.

Для магнитной цепи, изображенной на рис. 2-33, при $x=0$ имеем:

$$\Phi_x=\Phi_\delta,\ U_{\text{м}x}=U_{\text{мн}}\ \text{и}\ \theta_x=\theta_\text{н}.$$

Учитывая эти начальные значения величин и подставляя их в выражения для производных, из уравнения (2-43) находим[1]:

$$\Phi_x=\Phi_\delta+g_sU_{\text{мн}}x-g_s\theta_\text{н}\frac{x^2}{2}-g_s^2\frac{d\theta_\text{н}}{d\Phi}U_{\text{мн}}\frac{x^3}{6}-$$

$$-g_s^2\left[g_s\frac{d^2\theta_\text{н}}{d\Phi^2}U_{\text{мн}}^2-\frac{d\theta_\text{н}}{d\Phi}\theta_\text{н}\right]\frac{x^4}{24}.$$

Члены полученного ряда быстро убывают и, начиная с пятого, их можно не учитывать. Тогда

$$\Phi_x=\Phi_\delta+g_sU_{\text{мн}}x-g_s\theta_\text{н}\frac{x^2}{2}-\frac{g_s^2}{2}\frac{d\theta_\text{н}}{d\Phi}U_{\text{мн}}\frac{x^3}{3} \quad (2\text{-}45)$$

и

$$U_{\text{м}x}=U_{\text{мн}}-\theta_\text{н}x-g_s\frac{d\theta_\text{м}}{d\Phi}U_{\text{мн}}\frac{x^2}{2}. \quad (2\text{-}46)$$

Из последнего выражения следует, что при некотором значении $x=l_{\text{с.р}}$ разность магнитных потенциалов между соответствующими точками сердечника и корпуса становится равной нулю. Тогда разность магнитных потенциалов в начале рассматриваемой цепи $(x=0)$ может быть выражена, как

$$U_{\text{мн}}=\frac{\theta_\text{н}l_{\text{с.р}}}{1+\varphi(\Phi_\delta)l_{\text{с.р}}^2}, \quad (2\text{-}47)$$

где $\varphi(\Phi_\delta)$ — величина, зависящая от начального потока, геометрических размеров и материала магнитопровода:

$$\varphi(\Phi_\delta)=-\frac{1}{2}g_s\frac{d\theta_\text{н}}{d\Phi}=\frac{g_s}{2}\left[\frac{1}{S_\text{с}(\mu_d)_{\text{сн}}\mu_0}+\frac{1}{S_\text{к}(\mu_d)_{\text{кн}}\mu_0}\right]. \quad (2\text{-}48)$$

---

[1] Здесь принимаем, что величины поперечных сечений сердечника и корпуса неизменны по длине магнитопровода.

Подставив значение $U_{мн}$ из (2-47) в уравнения (2-45) и (2-46) и преобразовав, имеем:

$$\Phi_x = \Phi_\delta + g_s \theta_н l_{с.р} \frac{x}{2}\left[\left(2 - \frac{x}{l_{с.р}}\right) - 2\left(1 - \frac{1}{3}\cdot\frac{x^2}{l_{с.р}^2}\right)\psi(\Phi_\delta)\right]; \quad (2\text{-}49)$$

$$U_{мx} = \theta_н l_{с.р}\left(1 - \frac{x}{l_{с.р}}\right)\left[1 - \left(1 + \frac{x}{l_{с.р}}\right)\psi(\Phi_\delta)\right]. \quad (2\text{-}50)$$

Здесь

$$\psi(\Phi_\delta) = \frac{\varphi(\Phi_\delta)\, l_{с.р}^2}{1 + \varphi(\Phi_\delta)\, l_{с.р}^2}. \quad (2\text{-}51)$$

Второе слагаемое в выражении (2-49) представляет собой поток рассеяния. Влияние на его величину сопротивления материала сердечника и корпуса учитывается вторым членом в квадратных скобках, являющимся функцией начального потока. То же самое относится к выражению (2-50) для распределения магнитного потенциала вдоль магнитопровода. Разность магнитных потенциалов между концами сердечника и корпуса $U_{мн}$ и магнитный поток в рабочем воздушном зазоре связаны следующим соотношением:

$$U_{мн} = \Phi_\delta R_{мн}.$$

Учитывая это, из уравнения (2-47) находим:

$$\Phi_\delta = \frac{\theta_н l_{с.р}}{R_{мн}[1 + \varphi(\Phi_\delta) l_{с.р}^2]}. \quad (2\text{-}52)$$

Тогда выражения (2-49) и (2-50) принимают следующий вид:

$$\Phi_x = \Phi_\delta\left\{1 + g_s \frac{x}{2} R_{мн}\left[\left(2 - \frac{x}{l_{с.р}}\right) - \left(1 - \frac{2}{3}\cdot\frac{x}{l_{с.р}}\right)\varphi(\Phi_\delta) x l_{с.р}\right]\right\}; \quad (2\text{-}53)$$

$$U_{мx} = U_{мн}\left(1 - \frac{x}{l_{с.р}}\right)\left[1 - \varphi(\Phi_\delta)\, x l_{с.р}\right]. \quad (2\text{-}54)$$

Полученные уравнения определяют характер распределения магнитного потока и разности магнитных потенциалов по длине сердечника. Примерная картина этого распределения показана на рис. 2-33. Ее сравнение с картиной, изображенной на рис. 2-32,*а*, показывает влияние магнитного сопротивления магнитопровода.

При $x = l_{с.р}$ разность магнитных потенциалов становится равной нулю, а поток принимает максимальное значение:

$$\Phi_m = \Phi_\delta \left\{ 1 + g_s \frac{l_{с.р}}{2} R_{мн} \left[1 - \frac{1}{3} \varphi(\Phi_\delta) l^2_{с.р} \right] \right\}. \qquad (2\text{-}55)$$

По мере дальнейшего приближения к основанию магнитный поток снова начинает убывать, а разность магнитных потенциалов возрастает, переменив свой знак. В конце сердечника при $x = l_с$

$$U_{мо} = -U_{мн} \frac{l_с - l_{с.р}}{l_{с.р}} [1 - \varphi(\Phi_\delta) l_с l_{с.р}]. \qquad (2\text{-}56)$$

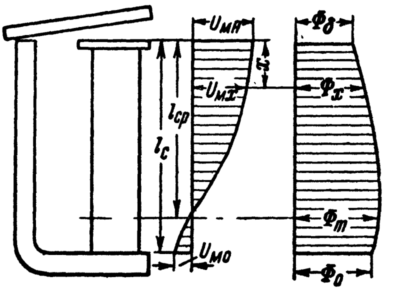


Рис. 2-33. К аналитическому методу расчета магнитной цепи. Распределение магтитного потенциала и магнитного потока вдоль сердечника с учетом сопротивления магнитопровода.

С другой стороны, эта величина должна быть численно равна сумме падений магнитного потенциала в воздушных зазорах (которые могут иметь место при переходе от сердечника к остову и от остова к корпусу) и падения напряжения в самом остове.

Таким образом,

$$U_{мо} = -\Phi_о R_{мо}, \qquad (2\text{-}57)$$

где $R_{мо}$ — суммарное магнитное сопротивление на пути потока $\Phi_о$.

Последний определяется из уравнения

$$\Phi_о = \Phi_\delta \left\{ 1 + g_s \frac{l_с}{2} R_{мн} \left[\left(2 - \frac{l_с}{l_{с.р}} \right) - \left(1 - \frac{2}{3} \cdot \frac{l_с}{l_{с.р}} \right) \varphi(\Phi_\delta) l_с l_{с.р} \right] \right\}.$$
$$(2\text{-}58)$$

Убывание магнитного потока на участке от $l_{с.р}$ до $l_с$ происходит медленнее, чем нарастание его на остальной длине сердечника. Поэтому во многих случаях, особенно при начальных значениях рабочего зазора δ, можно принимать $\Phi_о = \Phi_m$. Ошибка от такого допущения не превосходит 4—5% даже при достаточно большой величине $l_с - l_{с.р} = 0{,}3 l_с$.

Совокупность уравнений (2-56), (2-57) и (2-58) позволяет найти величину $l_{с.р}$. Приняв для упрощения конечного результата $\varphi(\Phi_\delta) l_{с.р} l_с \approx \varphi(\Phi_\delta) l_с^2$, получаем после преобразований:

$$l_{с.р} = l_с \left[1 - \frac{\frac{R_{мо}}{R_{мн}} + \frac{g_s l_с}{2} R_{мо} - \frac{g_s l_с}{6} R_{мо} \varphi(\Phi_\delta) l_с^2}{1 + \frac{R_{мо}}{R_{мн}} + g_s l_с R_{мо} - \left(1 + \frac{g_s l_с}{2} R_{мо}\right) \varphi(\Phi_\delta) l_с^2} \right]. \quad (2\text{-}59)$$

Как видно, величина $l_{с.р}$ в первую очередь зависит от соотношения между магнитными сопротивлениями $R_{мн}$ и $R_{мо}$. Она определяет размер *ядра электромагнита*, т. е. той его части, которая является активной с точки зрения создания разности магнитных потенциалов и, следовательно, магнитного потока в рабочем воздушном зазоре [см. (2-52)]. Участок же $(l_с - l_{с.р})$ играет в данном случае пассивную роль обеспечивая лишь проведение магнитного потока через паразитные зазоры и остов.

Магнитный поток в рабочем зазоре Φ_δ определяется уравнением (2-52), в котором $\theta_н$ и $\varphi(\Phi_\delta)$ зависят от характера кривой намагничивания материала магнитопровода и от степени насыщения. Поэтому для дальнейших выводов необходимо воспользоваться аналитическим выражением кривой намагничивания. Учитывая соображения, изложенные в § 2-2 п. „в", примем:

$$H = \frac{B}{a_м} \frac{1}{1 - \frac{B}{b_м}};$$

$$\mu_0 \cdot \mu_d = \frac{c_м}{H}.$$

Для случая, когда $S_с = S_к$, т. е. поперечные сечения сердечника и корпуса равны между собой:

$$1 + \varphi(\Phi_\delta) l_{с р}^2 = 1 + l_{с р}^2 \frac{g_s}{2S_с} \cdot \frac{2H_{сн}}{c_м};$$

$$\theta_н = \theta - 2 \frac{B}{a_м} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{B}{b_м}\right)}.$$

Обозначим:

$$\nu_\delta = \frac{l_{\text{с.р}}}{S_\text{с} R_\text{мн}} \quad \text{и} \quad \nu_s = \frac{g_s l^2_{\text{с.р}}}{2S_\text{с}}.$$

Подставив в (2-52) и преобразовав, находим:

$$\Phi_\delta = \theta \nu_\delta S_\text{с} \frac{1 - \frac{\Phi_\delta}{S_\text{с}}\left(\frac{1}{b_\text{м}} + \frac{2}{a_\text{м}\theta}\right)}{1 - \frac{\Phi_\delta}{S_\text{с}}\left(\frac{1}{b_\text{м}} - \frac{2\nu_s}{a_\text{м} c_\text{м}}\right)}.$$

Отсюда получаем выражение для удельной н. с. обмотки, при которой магнитный поток в рабочем воздушном зазоре будет равен Φ_δ:

$$\theta = \frac{\Phi_\delta}{\nu_\delta S_\text{с}} \left[1 + 2\frac{\nu_\delta + \nu_s \frac{\Phi_\delta}{S_\text{с} c_\text{м}}}{a_\text{м}\left(1 - \frac{\Phi_\delta}{S_\text{с} b_\text{м}}\right)}\right]. \tag{2-60}$$

Величина $\frac{\Phi_\delta}{\nu_\delta S_\text{с}} = \theta_\text{н}$ представляет собой удельную н. с. обмотки, необходимую для создания потока Φ_δ в случае отсутствия падения магнитного потенциала в сердечнике и корпусе. Наличие последнего приводит к необходимости увеличения потребной н. с. на величину, определяемую вторым членом в уравнении (2-60). Если задана н. с. обмотки, то магнитный поток в рабочем воздушном зазоре может быть вычислен, как:

$$\Phi_\delta = (\theta \nu_\delta S_\text{с}) \frac{(k_3 + k_1) - \sqrt{(k_3 + k_1)^2 - 4k_2 k_3}}{2k_2}. \tag{2-61}$$

Здесь обозначено:

$$k_3 = \frac{b_\text{м}}{\theta \nu_\delta}; \quad k_1 = 1 + 2\frac{b_\text{м}}{a_\text{м}}\frac{1}{\theta}; \quad k_2 = 1 - 2\frac{b_\text{м}}{a_\text{м}} \cdot \frac{\nu_s}{c_\text{м}}.$$

Если положить $a_\text{м} = \infty$ и $b_\text{м} = \infty$, что соответствует бесконечно большой проницаемости материала магнитопровода, то получаем:

$$(\Phi_\delta)_\text{макс} = \theta \nu_\delta S_\text{с}.$$

При θ, стремящемся к бесконечности, магнитный поток стремится к предельному значению $(\Phi_\delta)_\text{пред} = S_\text{с} b_\text{м}$, огра-

ничиваемому насыщением материала магнитопровода. Часто бывает, что сечение корпуса превосходит поперечное сечение сердечника. Если $S_к > 1{,}5S_с$, можно считать, что $(H_с + H_к) \approx H_с$. Тогда

$$\theta = \frac{\Phi_\delta}{\nu_\delta S_с}\left[1 + \frac{\nu_\delta + \nu_s \dfrac{\Phi_\delta}{S_с c_м}}{a_м\left(1 - \dfrac{\Phi_\delta}{S_с b_м}\right)}\right] \qquad (2\text{-}62)$$

и

$$\Phi_\delta = (\theta \nu_\delta S_с)\frac{(k_3 + k_1') - \sqrt{(k_3 + k_1')^2 - 4k_2' k_3}}{2k_2'}, \qquad (2\text{-}63)$$

где

$$k_1' = 1 + \frac{b_м}{a_м}\cdot\frac{1}{\theta} \quad и \quad k_2' = 1 - \frac{b_м}{a_м}\cdot\frac{\nu_s}{c_м}.$$

Все предыдущие выводы сделаны с учетом влияния падения магнитного потенциала в остове, характеризующегося тем, что вместо действительной длины сердечника $l_с$ берется расчетная $l_{с.р}$. Поэтому выведенными уравнениями можно пользоваться и для магнитной системы с боковым расположением якоря.

Для магнитной системы с втяжным якорем характер потокораспределения и связь между н. с. обмотки и магнитным потоком в рабочем воздушном зазоре за счет влияния последнего будет иной. В этом случае разность магнитных потенциалов в рабочем воздушном зазоре будет определяться суммарным действием частей обмотки, расположенных на длине подвижного сердечника, неподвижного сердечника и воздушного зазора. Используя уравнение (2-47) получаем:

$$U_{м\delta} = \theta_н\left[\frac{l_{я.р}}{1 + \varphi(\Phi_\delta) l_{я.р}^2} + \frac{l_{с.р}}{1 + \varphi(\Phi_\delta) l_{с.р}^2} + \delta\right].$$

Здесь $l_{я.р}$ и $l_{с.р}$ — расчетные длины подвижного и неподвижного сердечников.

Приведя к общему знаменателю, преобразовав и отбросив величины второго порядка малости, имеем:

$$U_{м\delta} = \frac{\theta_н l_{к.р}}{1 + \varphi(\Phi_\delta)\dfrac{l_{я.р}^3 + l_{с.р}^3}{l_{к.р}}}. \qquad (2\text{-}64)$$

В этом уравнении $l_{к.р}=(l_{я.р}+l_{с.р}+\delta)$ — расчетная длина катушки с обмоткой. Она определяет размер ядра электромагнита, т. е. той его части, которая является активной с точки зрения создания разности магнитных потенциалов и, следовательно, магнитного потока в рабочем воздушном зазоре. Обмотка, расположенная на участках $(l_я - l_{я.р})$ и $(l_с - l_{с.р})$, обеспечивает лишь проведение магнитного потока через паразитные зазоры и остов.

Из уравнения (2-64)

$$\Phi_н = U_{м\delta} \frac{1+\varphi(\Phi_\delta)\dfrac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}}}{l_{к.р}} \qquad (2\text{-}65)$$

и разности магнитных потенциалов между концом подвижного сердечника и корпусом (рис. 2-33):

$$U'_{м\delta} = U_{м\delta}\frac{l_{я.р}}{l_{к.р}} \frac{1+\varphi(\Phi_\delta)\dfrac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}}}{1+\varphi(\Phi_\delta)\,l^2_{я.р}} \approx U_{м\delta}\frac{l_{я.р}}{l_{к.р}}. \qquad (2\text{-}66)$$

Подставляя эти значения в уравнения (2-46) и (2-47) и заменяя

$$U_{м\delta} = \frac{\Phi_\delta}{G_\delta},$$

находим закон распределения магнитного потока и разности магнитных потенциалов по длине подвижного сердечника:

$$\Phi_x = \Phi_\delta \left\{ 1 + \frac{g_s}{G_\delta}\cdot\frac{l_{я.р}}{l_{к.р}}\cdot\frac{x}{2}\left[\left(2-\frac{x}{l_{я.р}}\right) - \left(\frac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}\,l^2_{я.р}} - \frac{2}{3}\cdot\frac{x}{l_{я.р}}\right)\varphi(\Phi_\delta)\,x l_{я.р}\right]\right\}; \qquad (2\text{-}67)$$

$$U_{мx} = U_{м\delta}\frac{l_{я.р}}{l_{к.р}}\left(1-\frac{x}{l_{я.р}}\right)\frac{1+\varphi(\Phi_\delta)\dfrac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}}}{1+\varphi(\Phi_\delta)\,l^2_{я.р}} \times [1-\varphi(\Phi_\delta)\,x l_{я.р}]. \qquad (2\text{-}68)$$

Максимальное значение магнитного потока в подвиж-

ном сердечнике будет при $x=l_{я.р}$. Так как $\frac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}\, l^2_{я.р}} \approx 1$, то

$$\Phi_{ят} = \Phi_\delta \left\{ 1 + \frac{g_s}{2G_\delta} \cdot \frac{l^2_{я.р}}{l_{к.р}} \left[1 - \frac{1}{3} \varphi(\Phi_\delta)\, l^2_{я.р} \right] \right\}. \qquad (2\text{-}69)$$

По мере дальнейшего перемещения в сторону паразитного зазора магнитный поток убывает и через паразитный зазор проходит поток

$$\Phi_е = \Phi_\delta \left\{ 1 + \frac{g_s}{2G_\delta} \cdot \frac{l_{я.р}\, l_я}{l_{к.р}} \left[\left(2 - \frac{l_я}{l_{я.р}} \right) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \left(1 - \frac{2}{3} \cdot \frac{l_я}{l_{я.р}} \right) \varphi(\Phi_\delta)\, l_я\, l_{я.р} \right] \right\}. \qquad (2\text{-}70)$$

Разность магнитных потенциалов в конце подвижного сердечника при $x=l_я$:

$$U_{ме} = -\Phi_е R_{ме} = -U_{м\delta} \frac{l_я - l_{я.р}}{l_{к.р}} \cdot \frac{1 + \varphi(\Phi_\delta) \dfrac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}}}{1 + \varphi(\Phi_\delta)\, l^3_{я.р}} \times$$
$$\times [1 - \varphi(\Phi_\delta)\, l_я\, l_{я.р}]. \qquad (2\text{-}71)$$

Совокупность уравнений (2-70) и (2-71) позволяет найти величину $l_{я.р}$. Для упрощения конечных выражений примем:

$$l_{к.р} \approx l_к - (l_я - l_{я.р}); \qquad \varphi(\Phi_\delta)\, l_{я.р}\, l_я = \varphi(\Phi_\delta)\, l^2_я;$$

$$\varphi(\Phi_\delta) \frac{l^3_{я.р}+l^3_{с.р}}{l_{к.р}} \approx \varphi(\Phi_\delta)\, l^2_{я.р},$$

что практически не внесет ощутимой погрешности в расчеты.

Тогда

$$l_{я.р} = l_я \left[1 - \frac{\dfrac{l_к}{l_я} G_\delta R_{ме} + \dfrac{g_s\, l_я}{2} R_{ме} - \dfrac{g_s\, l_я}{6} R_{ме} \varphi(\Phi_\delta)\, l^2_я}{1 + G_\delta R_{ме} + g_s\, l_я R_{ме} - \left(1 + \dfrac{g_s\, l_я}{2} R_{ме} \right) \varphi(\Phi_\delta)\, l^2_я} \right]. \qquad (2\text{-}72)$$

Для расчета соответствующих величин, относящихся к неподвижному сердечнику, можно пользоваться уравне-

ниями (2-66) — (2-72), заменяя индексы, относящиеся к якорю (я, е) на индексы неподвижного сердечника (с, о). Используя уравнение (2-64), получаем для магнитного потока:

$$\Phi_\delta = \frac{\theta_н\, l_{к.р} G_\delta}{1 + \varphi(\Phi_\delta)\dfrac{l^3_{я.р} + l^3_{с.р}}{l_{к.р}}}\,.$$

Это уравнение аналогично уравнению (2-52) для магнитной цепи с внешним якорем. Поэтому, если считать, что $S_я = S_с$, и обозначить:

$$\nu_\delta' = \frac{l_{к.р} G_\delta}{S_я} \quad и \quad \nu_s' = \frac{g_s\,(l^3_{я.р} + l^3_{с.р})}{2 S_я\, l_{к.р}}\,,$$

то для нахождения величины удельной н. с. θ по заданному магнитному потоку Φ_δ или потока Φ_δ по известному значению θ, можно пользоваться уравнениями (2-60) и (2-61). В этом случае при вычислении значений коэффициентов k_3 и k_2 необходимо пользоваться величинами ν_δ' и ν_s' вместо ν_δ и ν_s.

Уравнения (2-60) и (2-61) относятся к случаю равных сечений подвижного сердечника и корпуса. Если $S_к > 1{,}5 S_с$, то нужно использовать уравнения (2-62) и (2-63).

ЛИТЕРАТУРА

2-1. Бозорт Р., Ферромагнетизм, Изд. иностранной литературы, 1956.

2-2. Займовский А. С., Чудновская А. А., Магнитные материалы, Госэнергоиздат, 1957.

2-3. Бессонов Л. А., Электрические цепи со сталью, Госэнергоиздат, 1948.

2-4. Аронов Р. Л., Переходные процессы в обмотках со стальным сердечником, Сборник научно-технических статей Харьковского электротехнического института, Госэнергоиздат, 1948.

2-5. Сотсков Б. С., Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, Госэнергоиздат, 1950.

2-6. Коваленков В. И., Основы теории магнитных цепей, АН СССР, 1940.

2-7. Буль Б. К., Методы расчета магнитных цепей с учетом магнитного сопротивления стали, «Электричество», 1952, № 11.

2-8. Лившиц Н. А., Приложение методов двойного графического и численного интегрирования нелинейных уравнений к определению законов распределения магнитного потока вдоль магнитопровода нейтральных электромагнитных механизмов, «Автоматика и телемеханика», 1940, № 2.

2-9. Гордон А. В., Расчет броневых электромагнитов минимального веса, диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

МАГНИТНЫЕ ПРОВОДИМОСТИ ВОЗДУШНЫХ ЗАЗОРОВ

3-1. Общие замечания

Расчет магнитной цепи электромагнитов и их тяговых характеристик требует знания магнитных проводимостей воздушных зазоров (рабочих, паразитных, для потоков рассеяния).

Если к двум поверхностям, образующим тот или иной воздушный зазор, приложена н. с. Θ, то величина магнитного потока Φ, который проходит между этими поверхностями, будет определяться магнитным сопротивлением

$$R_м = \frac{\Theta}{\Phi}.$$

Величина, обратная сопротивлению, называется магнитной проводимостью:

$$G = \frac{\Phi}{\Theta}.$$

Когда линии магнитной индукции параллельны, а эквипотенциальные поверхности представляют собой плоскости, поле называется равномерным и проводимость какого-либо его участка определяется формулой

$$G = \mu_0 \frac{S}{\delta}, \qquad (3\text{-}1)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума;
S — площадь сечения магнитопровода;
δ — длина воздушного зазора.

Если магнитную проводимость выражать в *мкс/а*, δ — в *см*, а S — в *см*^{2}, то $\mu_0 = 1{,}256$ *мкс/а·см*.

Однако в такой простой форме проводимость определяется лишь в очень ограниченном числе случаев при определенных соотношениях линейных размеров полюсов и воздушного зазора, Так, например, для круглых сердечников с плоскими торцами (случай, характерный для электромагнитов с подвижным сердечником) поле можно считать равномерным лишь при

$$\delta/d \leqslant 0{,}2,$$

где δ — воздушный зазор между полюсами;

d — диаметр полюса.

В большинстве случаев, встречающихся на практике, линии индукции распределяются неравномерно, и приведенное выше уравнение, определяющее проводимость, может быть применено лишь в дифференциальной форме к элементу зазора, а полное значение проводимости получается путем интегрирования в пределах интересующего нас зазора. При этом интегрирование может быть произведено лишь тогда, когда имеется математическое выражение закона распределения линий магнитной индукции и эквипотенциальных поверхностей.

Таким образом, строго говоря, вопрос определения магнитной проводимости воздушных зазоров сводится к вопросу изучения связи между потенциальной функцией и функцией потока.

В пространстве, где отсутствуют проводники с током (рабочие воздушные зазоры подавляющего большинства электромагнитов), потенциальная функция V и функция потока Φ являются сопряженными:

$$\frac{dV}{dy}=\frac{d\Phi}{dx}; \quad -\frac{dV}{dx}=\frac{d\Phi}{dy}$$

и подчиняются уравнению Лапласа

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2}+\frac{d^2\Phi}{dy^2}=0; \quad \frac{d^2V}{dx^2}+\frac{d^2V}{dy^2}=0.$$

Это предопределило возможность применения к изучению плоскопараллельных полей функций комплексного переменного, что позволяет найти соответствие между некоторой фигурой в плоскости $Z(x, y)$ и фигурой в плоскости $W(\Phi, V)$. При этом преобразовании конфигурации фигур получаются различными, но в бесконечно малых элементах сохраняются углы и пропорциональность размеров.

Идея использования метода конформных преобразований заключается в том, что реальное неравномерное поле заменяют эквивалентным равномерным, проводимость которого легко вычисляется.

Обычно стремятся найти соответствие между полем в исследуемом случае и полем верхней полуплоскости. Последнее, хотя также неравномерно, но уже легко по известным формулам преобразуется в равномерное.

Для нахождения преобразующей функции в общем случае используют теорему Кристоффеля-Шварца. Область применения метода конформных преобразований сильно сужается тем, что в большинстве случаев полученное выражение не поддается интегрированию.

Положим, что поле разбито линиями магнитной индукции на трубки таким образом, что приращение потока $\Delta\Phi$ при переходе от одной из них к следующей повсюду одинаково. Пусть также разность магнитных потенциалов между всеми эквипотенциальными поверхностями одинакова и равна $\Delta\Theta$. Тогда (если поле плоскопараллельное и мы рассматриваем слой толщиной в единицу), все пространство разобьется на клетки, проводимость которых

$$G = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Theta} = \text{const}.$$

Клетки, ограниченные линиями магнитной индукции и эквипотенциальными линиями, в этом случае будут представлять собой подобные криволинейные прямоугольники.

Этот факт является основой графических способов построения картин плоскопараллельного поля.

Однако определение проводимости как методом конформных преобразований, так и по графически построенной картине поля может быть произведено лишь для плоскопараллельного поля.

Поэтому для многих встречающихся на практике зазоров, в которых поле не является плоскопараллельным или близким к нему, наиболее достоверные результаты могут быть получены лишь путем экспериментального исследования и математической обработки полученных результатов.

Таким образом, все существующие способы определения магнитных проводимостей воздушных зазоров можно разбить на четыре категории:

1) расчет магнитной проводимости для случаев, когда закон распределения линий индукции и эквипотенциальных линий может быть выражен математически;

2) определение значений проводимости по картинам поля, полученным графическим построением или путем вычислений в конечных разностях;

3) определение проводимостей по приближенным формулам, полученным на основании упрощающих предположений относительно картины поля;

4) расчет магнитной проводимости по формулам, полученным на основании математической обработки экспериментальных данных.

3-2. Случаи, когда выражения для вычисления проводимости могут быть получены строго математически

а) *Параллельные плоскости.* Из-за существования внутренних поперечных сил в магнитном поле линии магнитной индукции стремятся занять возможно больший объем, «выпучиваясь» по краям полюсов, образующих зазор (рис. 3-1). Выпучивание искажает поле, делая его неравномерным вблизи краев. Однако в достаточном от них удалении поле можно считать равномерным, и проводимость внутреннего участка параллельных плоскостей (рис. 3-2) может быть подсчитана по уравнению (3-1).

Практически этой формулой пользуются для подсчета всей проводимости между плоскими параллельными полюсами, когда a и b значительно больше δ (для случая $\frac{\delta}{a} \leqslant 0{,}2$ и $\frac{\delta}{b} \leqslant 0{,}2$), т. е. когда увеличением проводимости за счет выпучивания можно пренебречь.

Тогда для полюсов, показанных на рис 3-2:

$$G = \mu_0 \frac{ab}{\delta}. \tag{3-2}$$

б) *Непараллельные плоскости.* Если отсутствует искажающее влияние краев, то линии магнитной индукции, проходящие между двумя плоскостями, расположенными под углом φ друг к другу (рис. 3-3), представляют собой дуги окружностей с центрами, лежащими на линии пересечения плоскостей.

Для элементарного слоя, заключенного между двумя смежными линиями магнитной индукции, проводимость:

$$dG = \mu_0 \frac{b\,dx}{\varphi x}.$$

Проинтегрировав это выражение в пределах от R_1 до R_2, получим уравнение для проводимости между двумя наклоненными прямоугольными полюсами:

$$G = \mu_0 \frac{b}{\varphi} \ln \frac{R_2}{R_1}. \tag{3-3}$$

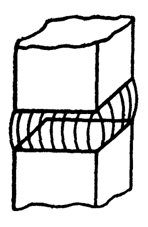


Рис. 3-1. Выпучивание силовых линий по краям прямоугольных полюсов.

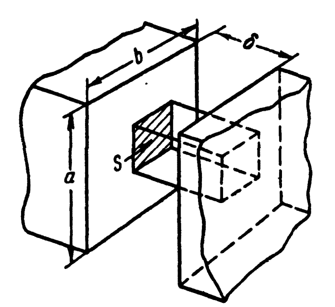


Рис. 3-2. Полюса, образующие равномерное поле между параллельными торцами.

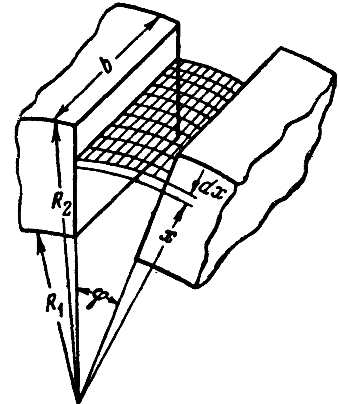


Рис. 3-3. Полюса с непараллельными торцами.

в) *Цилиндры с параллельными осями.* Для любого расположения цилиндров с параллельными осями (табл. 3-1) при достаточной их протяженности поле является плоскопараллельным.

В плоскостях, перпендикулярных оси цилиндров, картина поля представляет собой пучок окружностей, которыми в данном случае являются линии индукции и эквипотенциальные линии. Так как поле плоскопараллельно, удобнее оперировать с удельной проводимостью g, т. е. проводимостью на единицу длины в осевом направлении. Полная проводимость в этом случае будет:

$$G = gl,$$

где l — длина цилиндров в осевом направлении.

Формулы для вычисления удельной проводимости цилиндров с параллельными осями приведены в табл. 3-1.

Таблица 3-1

Формулы для вычисления удельных проводимостей воздушных путей

№	Эскиз	Удельная проводимость
1		Параллельные цилиндры разного диаметра: $$g_1 = \mu_0 \frac{2\pi}{\ln (u + \sqrt{u^2 - 1})}; \qquad (1)$$ $$u = \frac{h^2 - r_1^2 - r_2^2}{2r_1 r_2}.$$
2		Параллельные цилиндры одинакового диаметра: $$g_2 = \mu_0 \frac{\pi}{\ln (n + \sqrt{n^2 - 1})}; \qquad (2)$$ $$n = \frac{h}{2r}.$$
3		Цилиндр, параллельный плоскости: при $a > 4h$ $$g_3 = \mu_0 \frac{\pi}{\ln (2n + \sqrt{4n^2 - 1})}; \qquad (3)$$ $$n = \frac{h}{2r}$$ при $a = (1,25—2,5)\,h$ $$g_{3а} = k_а g_3; \qquad (3а)^1$$ $$k_а = 0,85 - 0,92.$$ Цилиндр, параллельный двум симметрично расположенным плоскостям: $$g_{3б} = k_б g_3; \qquad (3б)^1$$ $$k_б = 1,25 - 1,4.$$

[1] Формулы (3а) и (3б) являются приближенными, коэффициенты в них получены на основании графических картин поля. Другой способ получения уточненной величины g для плоскости конечных размеров рассмотрен в § 2 гл. 8.

№	Эскиз	Удельная проводимость
4		Параллельные цилиндры один внутри другого: $$g_4 = \mu_0 \frac{2\pi}{\ln (u + \sqrt{u^2 - 1})}; \quad (4)$$ $$u = \frac{r_1^2 + r_2^2 - h^2}{2r_1 r_2};$$ при $h=0$ (коаксиальные цилиндры) $$g_{4a} = \mu_0 \frac{2\pi}{\ln r_2/r_1} \quad (4а)$$
5		Цилиндр и концентрические поверхности при $\delta \ll r$: $$g = \mu_0 \frac{\varphi}{2 \ln (1 + \delta/r)} \quad (5)$$

3-3. Определение проводимостей по картинам плоскопараллельного поля, полученным путем графического построения

а) *Общие законы построения картины плоскопараллельного поля.* Построенная графическим путем картина поля представляет собой совокупность изображенных на чертеже линий магнитной индукции и эквипотенциальных поверхностей. В тех случаях, когда поле является функцией лишь двух координат (плоскопараллельное поле), вместо объемной картины поля можно рассматривать плоскую — для поля единичной «толщины». Тогда вместо эквипотенциальных поверхностей можно оперировать с эквипотенциальными линиями. Эквипотенциальные линии и линии индукции пересекаются под прямыми углами. Это является первым свойством, используемым при построении картины поля. Кроме того, существует простая связь для расстояний между смежными линиями индукции и смежными эквипотенциальными линиями [Л. 3-1]. Положим имеется построенная картина поля (рис. 3-4), состоящая из нескольких линий индукции (Φ_1, Φ_2, Φ_3), и нескольких эквипотенциальных линий ($U_{м1}$, $U_{м2}$, $U_{м3}$). По трубкам магнитной индукции, заключенным между

линиями $\Phi_1 - \Phi_2$ и $\Phi_2 - \Phi_3$, текут одинаковые и неизменные потоки $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \Phi_2 - \Phi_3$. Будем считать, что эквипотенциальные линии проведены так, что разность потенциалов при переходе от каждой из них к следующей также остается потоянной, т. е. $U_{м1} - U_{м2} = U_{м2} - U_{м3} = \Delta U_м$. Тогда проводимости элементов (например, элементов *1* и *2*) трубок индукции будут равны между собой:

$$g_1 = g_2 = \frac{\Delta\Phi}{\Delta U_м}.$$

С другой стороны, из геометрических размеров при достаточно малых a и b и толщине поля $h = 1$ *см* следует, что

$$g_1 = \mu_0 \frac{a_1}{b_1} \quad и \quad g_2 = \mu_0 \frac{a_2}{b_2}.$$

Отсюда получаем:

$$\frac{b_1}{a_1} = \frac{b_2}{a_2}.$$

Таким образом, если эквипотенциальные линии соответствуют одинаковому приращению магнитного потенциала, а линии индукции проведены таким образом, что по каждой трубке проходит магнитный поток одной и той же величины, то поле распадается на единичные трубки, представляющие собой подобные криволинейные прямоугольники.

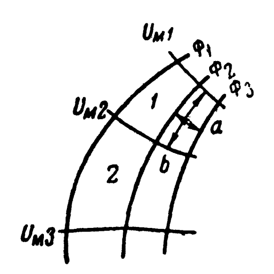


Рис. 3-4. Картина участка плоскопараллельного поля.

Отношение средней длины таких прямоугольников к их средней ширине является постоянной величиной. В частности, при соответствующем подборе масштаба единичные трубки принимают форму криволинейных квадратов, т. е. таких фигур, у которых средняя длина равняется средней ширине, а проводимость $g = \mu_0$.

Это второе свойство картин поля, используемое при их построении.

Учитывая два эти свойства, процесс графического построения картины поля заключается в следующем. За конфигурацию крайних эквипотенциальных линий (рис. 3-5) принимают очертания поверхностей частей магнитопровода, ограничивающих зазор, в котором строится картина поля. Это можно сделать, так как проницаемость магнитопровода, как правило, несравненно выше прони-

цаемости воздуха. После этого проводят наиболее вероятную линию индукции и среднюю эквипотенциальную линию $U_{м.ср}$, делящую разность потенциалов $(U_{м1}-U_{м2})$ пополам.

Далее начинают строить единичные трубки индукции *abcd* и *begf*; если линия $U_{м.ср}$ была проведена верно, точки *c* и *f*, очевидно, должны совпадать. В противном случае необходимо сдвинуть линию $U_{м.ср}$ так, чтобы стороны единичных трубок *ik* и *kl* являлись одна продолжением другой (сплошная линии на рис. 3-5). После этого строят следующие трубки индукции влево и вправо от полученной, корректируя следующие участки линии $U_{м.ср}$. Дальнейшее уточнение картины поля может быть произведено путем построения промежуточных эквипотенциальных линий для $\Delta U_{м} = \frac{1}{4}$; $\frac{1}{8}(U_{м1}-U_{м2})$ и т. д. Такое уточнение особенно необходимо в местах с большой неравномерностью поля.

Таким образом, графический способ получения картины поля заключается в последовательном построении и уточнении единичных трубок магнитной индукции, подчиняющихся двум законам:

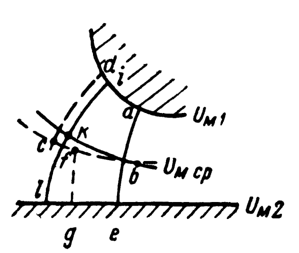


Рис. 3-5. Построение графической картины поля.

1. Смежные стороны трубки должны быть взаимно перпендикулярны.

2. Средняя длина единичной трубки должна равняться ее средней ширине.

б) *Вспомогательные правила и способы построения некоторых участков картины плоскопараллельного поля.* Приведенные выше законы, которым подчиняются правильно построенные картины поля, позволяют построить картину плоскопараллельного поля между полюсами любой конфигурации. Однако для экономии времени и облегчения трудоемкого процесса нахождения картины поля полезно знать ряд добавочных правил, которым подчиняются конфигурации линий индукции и эквипотенциальные линии, а также некоторые характерные случаи полей.

Правило симметрии. Для того чтобы наметить направление первой линии индукции и средней эквипотенциальной линии, с которых всегда начинается построение картины поля, удобно бывает использовать те особенно-

сти, которые вытекают из симметрии конфигурации или симметрии расположения полюсов, встречающихся на практике.

Если оба полюса симметричны и имеют одинаковую конфигурацию (рис. 3-6,*а*), тогда поле будет состоять из четырех одинаковых частей. Центральная линия индук-

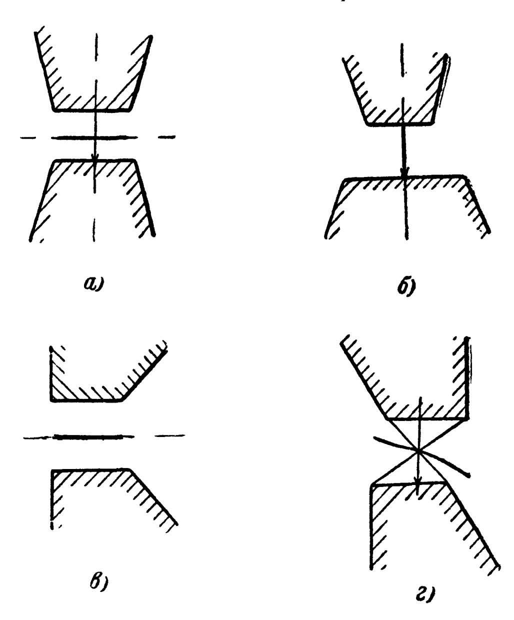


Рис. 3-6. Случаи симметричного расположения полюсов.

а — симметричные полюсы одинаковой конфигурации; *б* — симметричные полюсы разной конфигурации; *в* — несимметричные полюсы одинаковой конфигурации, расположенные симметрично; *г* — центрально-симметричное расположение полюсов одинаковой конфигурации.

ции, показанная на чертеже стрелкой, совпадает с осью симметрии самих полюсов, средняя эквипотенциальная — с осью симметрии расположения полюсов.

Если полюса симметричны, но имеют разную конфигурацию (рис. 3-6,*б*), то левая и правая половины поля будут одинаковы, и центральная линия индукции разделяющая их, пройдет через ось симметрии.

Когда два одинаковых несимметричных полюса расположены симметрично (рис. 3-6,*в*), верхняя и нижняя половины картины поля будут одинаковы, а средняя эквипо-

тенциальная линия совпадает с осью симметрии расположения полюсов.

Наконец, если имеет место центральная симметрия в расположении полюсов (рис. 3-6,*г*), то средняя эквипотенциальная линия и средняя линия индукции будут проходить через центр симметрии.

Таким образом, общее правило симметрии может быть сформулировано следующим образом:

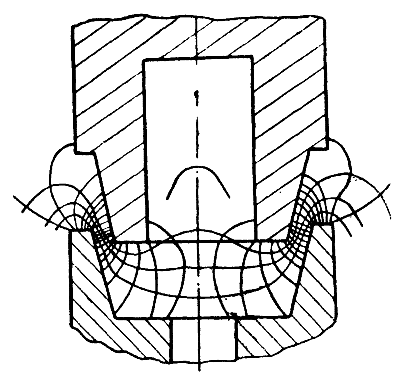


Рис. 3-7. Картина поля в клиновидном зазоре.

Всякая ось симметрии на чертеже, отображающем конфигурацию и взаимное расположение полюсов, является либо центральной линией индукции, либо средней эквипотенциальной линией; в случае центральной симметрии эти линии пересекаются в центре симметрии; около остриев и выпуклостей происходит сгущение линий индукции, и соответственно этому эквипотенциальные линии в таких местах приближаются к полюсу, имеющему большую выпуклость. Наоборот, во впадины линии индукции и эквипотенциальные линии проникают хуже, и поле там получается разреженным.

В качестве иллюстрации этого положения на рис. 3-7 приведена картина поля в клиновидном зазоре.

Способ предварительных аналогий. Для того чтобы при построении предварительной картины поля, подлежащей дальнейшему уточнению, сразу приблизиться к действительной картине, полезно бывает заданные очертания полюсов разбить на участки, характер поля которых может быть предугадан, или всю конфигурацию целиком заменить другой, картина поля которой была бы известной и в то же время чтобы по общему характеру это поле совпадало с рассматриваемым случаем. Для иллюстрации этого приема на рис. 3-8 приведена картина поля между цилиндрическим сердечником и двумя параллельными стенками, имеющими одинаковые магнитные потенциалы. Конфигурация и взаимное расположение полюсов позволяют сказать заранее, что картина поля

будет состоять из четырех одинаковых частей и что будут четыре центральные линии индукции ox, ox_1, oy, oy_1, а эквипотенциальные линии будут представлять собой вытянутые замкнутые кривые.

В качестве вспомогательной картины поля здесь использовано (правая сторона) поле между цилиндром и

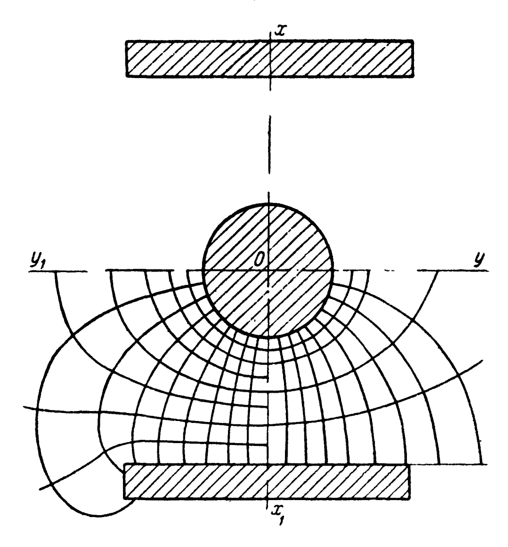


Рис. 3-8. Применение способа предварительных аналогий к построению картины поля.

бесконечной плоскостью, совпадающей со стенкой, которое, как видно, сразу дает хорошее приближение к действительности, и легко может быть построено при помощи циркуля. Существенное уточнение этой картины требуется, лишь начиная с седьмой трубки, считая от середины.

П р а в и л о п о с т р о е н и я к а р т и н ы п о л я у в н е ш н и х и в н у т р е н н и х у г л о в с д о с т а т о ч н о д л и н н ы м и с т о р о н а м и. Такого рода поля (рис. 3-9) можно часто использовать для построения отдельных участков практически встречающихся полей.

Здесь центральная линия магнитной индукции во всех случаях совпадает с направлением биссектрисы угла (линия OM), а вершины элементарных криволинейных квадратов лежат на биссектрисе угла OA между центральной линией магнитной индукции и стенкой.

в) *Определение проводимости по картине поля.* Картина поля, построенная для исследуемого промежутка, дает возможность легко определить его проводимость. Так как проводимость единичной трубки $g=\mu_0$, то прово-

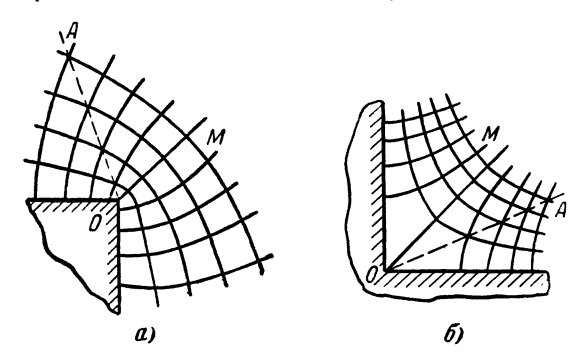


Рис. 3-9. Картина поля у внешнего и внутреннего углов.
а — поле угла в 270°; *б* — поле угла в 90°.

димость всей полной трубки, если она состоит из n единичных трубок будет:

$$\Delta G=\frac{\mu_0}{n}.$$

Если при этом поле содержит m параллельных трубок индукции и толщина его равна h [*см*], то полная проводимость

$$G=\mu_0\frac{m}{n}h. \qquad (3\text{-}4)$$

Например, для поля, построенного на рис. 3-7, $m=39$ и $n=4$. Если размер полюсов в направлении, перпендикулярном чертежу, $h=1{,}2$ *см*, то проводимость

$$G=\mu_0\frac{39}{4}1{,}2=11{,}8\mu_0.$$

3-4. Метод численного нахождения закона распределения потенциала и определение магнитной проводимости для плоскопараллельного поля

а) *Нахождение распределения потенциала.* Этот метод, который иногда называют методом потенциальной сетки [Л. 3-2], основывается на том, что если поле, в ко-

тором хотят найти распределение потенциала, разбить на клетки достаточно малых размеров, то значение потенциала в какой-либо точке легко связать простым уравнением со значениями потенциалов в четырех смежных точках.

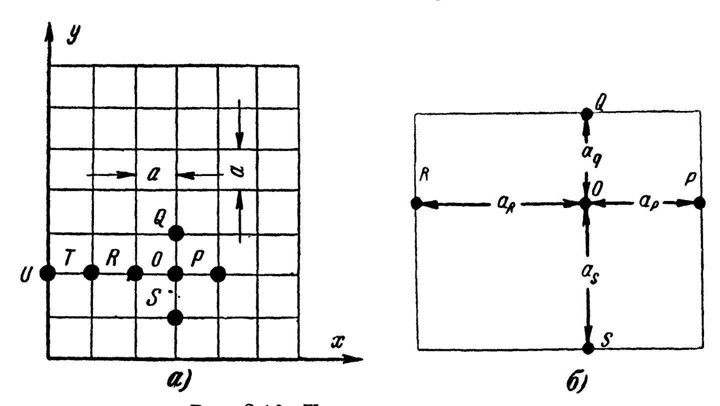


Рис. 3-10. Потенциальная сетка

а — сетка с равными длинами сторон; *б* — ячейка сетки с неравными длинами сторон.

Пусть поле прямоугольной сеткой разбито на квадраты со стороной a (рис. 3-10,a).

Раскладывая значения потенциалов в точках P и R в ряд Тейлора (выражая их через значения потенциала и его производные в точке 0) и суммируя их, получим:

$$\varphi_P + \varphi_R - 2\varphi_0 = a^2 \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}\right)_0 + \frac{1}{12} a^4 \left(\frac{\partial^4\varphi}{\partial x^4}\right)_0 + \dots$$

Если клетки малы, то всеми членами, кроме первого, в правой части можно пренебречь. Тогда

$$\varphi \;\; + \varphi_R - 2\varphi_0 = a^2 \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}\right)_0 .$$

Аналогично

$$\varphi_Q + \varphi_S - 2\varphi_0 = a^2 \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\right)_0 .$$

Складывая, получим:

$$a^2 \left[\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\right] = a^2 \nabla^2\varphi = \varphi_P + \varphi_Q + \varphi_R + \varphi_S - 4\varphi_0.$$

Согласно уравнению Лапласа в конечных разностях

$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = 0.$$

Поэтому

$$\varphi_P + \varphi_Q + \varphi_R + \varphi_S - 4\varphi_0 = 0. \qquad (3\text{-}5)$$

Это уравнение будет удовлетворяться в том случае, если значения потенциалов во всех точках определены правильно. Если значение их для какой-то точки определены неточно, то левая часть не будет равна нулю. В этом случае уравнение примет вид:

$$\varphi_P + \varphi_Q + \varphi_R + \varphi_S - 4\varphi_0 = \delta,$$

что соответствует уже не уравнению Лапласа, а уравнению Пауссона:

$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = \rho,$$

где ρ — плотность электрического или магнитного заряда.

Величину $\delta = a^2\rho$ можно представить как некоторый фиктивный заряд, содержащийся в ячейке со стороной a, центрированной на рассматриваемой узловой точке.

Так как мы рассматривали поля не вихревые, а потенциальные, то задача заключается в подборе таких значений потенциалов в узловых точках интересующего нас поля, чтобы повсеместно, включая и границы, удовлетворялось уравнение (3-5). Для этого необходимо произвести перераспределение потенциалов точек так, чтобы свести подобные фиктивные заряды до нуля, или до незначительной величины, которой можно пренебречь.

При некоторых конфигурациях полюсов сетка на отдельных участках может иметь неравные длины сторон ячеек.

Если узловые точки P, Q, R и S находятся на разных, достаточно малых расстояниях от точки 0 (рис. 3-10,*б*), тогда, как и для случая ячейки с равными сторонами, разлагают выражения для потенциалов точек в ряды Тейлора. Пренебрегая членами с производными выше вторых и произведя соответствующие преобразования, получим расчетное уравнение для случая сетки с неравными длинами сторон ячеек:

$$\frac{1}{a_P + a_R}\left(\frac{\varphi_P - \varphi_0}{a_P} + \frac{\varphi_R - \varphi_0}{a_R}\right) + \frac{1}{a_Q + a_S}\left(\frac{\varphi_Q - \varphi_0}{a_Q} + \frac{\varphi_S - \varphi_0}{a_S}\right) = 0. \qquad (3\text{-}5a)$$

Для увеличения точности расчета нужно применять мелкие сетки. Кроме того, можно принять во внимание четвертые производные при разложении в ряд Тейлора.

Для нахождения распределения потенциала в пространстве между какими-либо полюсами (рис. 3-11), поступают следующим путем. Все пространство, занимаемое полем, разбивают на ячейки, построив квадратную сетку. При этом размеры ячеек и общее размещение сетки целесообразно выбирать таким образом, чтобы подавляющее большинство узловых точек можно было рассчитывать по более простому уравнению (3-5). Расчеты по уравнению

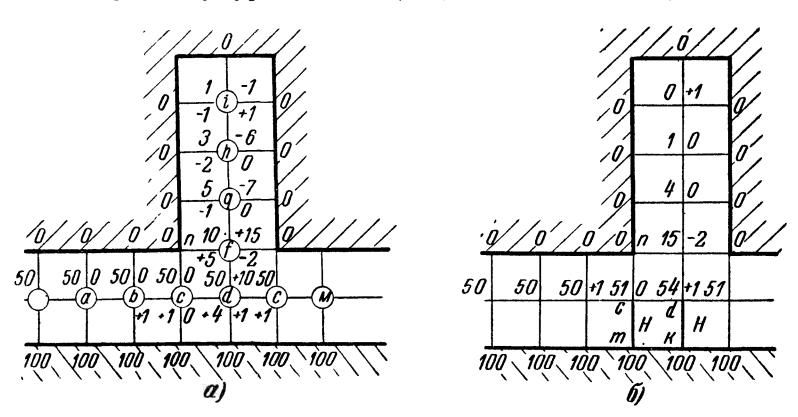


Рис. 3-11. Определение распределения потенциала между полюсами.
а — к расчету поля; *б* — результирующие значения потенциалов.

(3-5а) делают в исключительных случаях для точек, расстояние от которых до соседних точек не удовлетворяет уравнению (3-5), например точки, показанные крестиками на рис. 3-12.

Принимаем далее следующие граничные условия: магнитный скалярный потенциал всех точек, лежащих на поверхности верхнего полюса (рис. 3-11), равен нулю. Потенциал всех точек на поверхности нижнего полюса равен 100 условным единицам.

Как видно, конфигурация полюсов такова, что вследствие симметрии потенциал узловой точки *b* одинаков с потенциалом точки *c*, так же как потенциал точки *m* одинаков с потенциалом точки *b* и т. п.

Задаемся каким-либо произвольным распределением потенциала во всех точках сетки [Л. 3-3]. На рис. 3-11,*а*, например, значения потенциала показаны с помощью верхних цифр, стоящих слева от точек. Затем проверяем все точки по уравнению (3-5) и записываем справа от точек остаток (верхние цифры). Точки *a*, *b* и *c* пол-

ностью удовлетворяют уравнению (остаток 0). В точке d получается остаток: $50+10+50+100-4\cdot 50=+10$, который записывается справа от точки d. Аналогично вычисляют и записывают остатки: $+15$ у точки f; -7 у точки g; -6 у точки h и -1 у точки i.

Так как все точки, имеющие остаток, не удовлетворяют уравнению Лапласа, а в рассматриваемом воздушном зазоре нет «магнитных зарядов» и проводников с током, необходимо произвести перераспределение потенциалов узловых точек, чтобы свести остатки к минимуму, зависящему от требуемой точности. Если ограничиться погрешностью полученного распределения потенциала в любой точке $\pm 0{,}5$, тогда для рассматриваемого случая остаток не должен превышать 2 по абсолютной величине.

При изменении потенциала в любой точке поля необходимо учитывать потенциал и остаток соседних точек и возможные изменения их потенциалов. Часто целесообразен некоторый избыток или недостаток потенциала. Например, для точки d на рис. 3-11,*а* потенциал увеличен на 4 единицы (нижняя цифра слева). Предположительные изменения потенциалов всех других точек также записаны слева от них. У точки g изменение потенциала сделано всего на -1, при остатке -7 с учетом того, что отрицательный остаток будет подвергнут значительному уменьшению благодаря повышению потенциала соседней точки f на $+5$ единиц.

Затем делается новая проверка по уравнению (3-5а). Полученные значения результирующих величин остатков (для точки d, например, $+1$) записывают справа от точек ниже отметки о прежней величине остатка.

Результирующие значения потенциалов всех точек и остатков показаны на рис. 3-11,*б*.

б) *Вычисление магнитной проводимости.* По результирующим значениям потенциалов всех точек поля (рис. 3-11,*б*) можно определить проводимость воздушного зазора, образованного данными полюсами.

Магнитная проводимость определяется по формуле

$$G=\frac{\Phi}{U_{\text{м.г}}}, \qquad (3\text{-}6)$$

где Φ — поток вектора индукции, проходящий через граничную поверхность;

$U_{\text{м.г}}$ — разность скалярных потенциалов граничных поверх-

ностей (действительное магнитное напряжение, а не выраженное в условных единицах).

Поток вектора индукции, проходящий через граничную поверхность S, равен:

$$\Phi = \int_S \mu_0 H \, dS. \tag{3-7}$$

Вычисление напряженности поля можно произвести исходя из формулы для градиента потенциала. Например, напряженность поля в точке k (рис. 3-11,*б*) будет равна:

$$\mathbf{H} = -m\nabla\varphi = -m\frac{\varphi_d - \varphi_k}{a_{dk}}\mathbf{j}, \tag{3-8}$$

где m — масштаб, принятый в процессе расчета распределения потенциала (для рис. 3-11,*б*, например, при $U_{\text{м.г}} = 2\,000$ *ав* $m = \frac{2\,000}{100} = 20$);

φ_d и φ_k — потенциалы точек d и k;

a_{dk} — размер стороны ячейки сетки с учетом масштаба, в котором она вычерчена;

$\mathbf{j}$ — единичный вектор по направлению линии kd.

При вычислении потока [формула (3-7)] интегрирование выполняется по правилу средней ординаты:

$$\Phi = \Sigma\mu_0 H_{\text{ср}} S_1, \tag{3-9}$$

где $H_{\text{ср}}$ — среднее значение составляющей напряженности в данной ячейке поля, нормальной к граничной поверхности;

S_1 — площадь ячейки с учетом масштаба.

Например, для ячейки, показанной на рис. 3-11,*б*, $H_{\text{ср}}$ находят как среднее арифметическое из значений напряженностей поля в точках k и d, вычисленных по формуле (3-8).

В качестве примера применения метода потенциальной сетки к определению магнитной проводимости на рис. 3-12 приведен результат расчета распределения потенциала в поле, образованном цилиндром и плоскостью конечных размеров, расположенных параллельно оси цилиндра.

Все точки, за исключением 1, 2, 6 и 8, расположенных по периметру цилиндрического полюса, рассчитывались по формуле (3-5а).

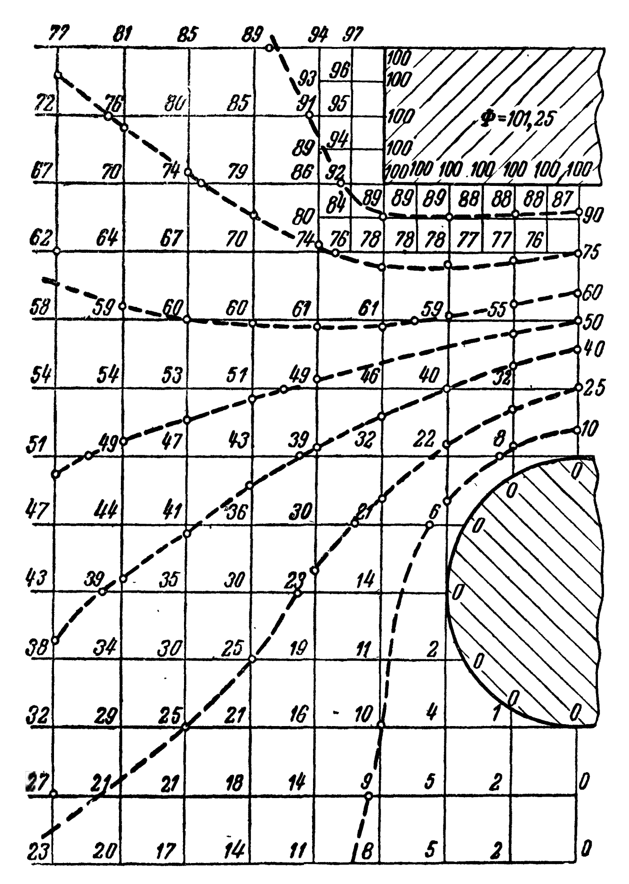


Рис. 3-12. К расчету магнитной проводимости воздушного зазора между сердечником и ярмом в электромагните клапанного типа.

Для этих точек расчет произведен по формуле для сетки с неравными длинами сторон ячеек.

Вычисленный по значениям потенциалов поток, полученный в результате интегрирования на нижней и боковой поверхностях ярма [Л. 3-4], равен 101,25 условных единиц.

Таким образом, относительная магнитная проводимость получающегося воздушного промежутка на единицу длины в направлении, перпендикулярном чертежу, равна:

$$\frac{101,25}{100}\cdot 2 = 2,025.$$

Если произвести графическое построение картины поля между аналогичными полюсами, получим величину порядка 1,9, т. е. результат в этом случае мало отличается от полученного выше.

Не отличаясь существенно в смысле затраты времени от метода графического построения картины поля, метод численного определения распределения потенциала обладает тем достоинством, что конечный результат в нем не зависит от искусства расчетчика. Если в графическом методе критерием правильности в основном служит глазомер, то здесь проверка осуществляется на основании правил арифметики. Кроме того, в нем может быть получена любая желаемая точность расчета и осуществляется непрерывный контроль результатов в течение всего процесса расчета.

Недостатком его, как и рассмотренного выше графического метода, является то, что он применим лишь для случая плоскопараллельных полей, которые в электромагнитах встречаются сравнительно редко.

Более характерным для электромагнитов являются поля плоскомеридианные.

3-5. Определение проводимости по картинам плоскомеридианного поля, полученным графическими построениями

а) *Общие соображения.* Поле называют плоскомеридианным или полем с осевой симметрией, если во всех меридианных плоскостях (плоскостях, проходящих через ось вращения) картина поля одна и та же, т. е. поле выражается одной и той же функцией.

Отличие плоскомеридианных полей от полей плоскопараллельных заключается в том, что плоскопараллельное поле можно рассматривать между эквипотенциалями в бесконечно тонком слое с параллельными стенками, в то время как плоскомеридианное поле следует представлять внутри клина с вершиной на оси вращения.

б) *Законы построения плоскомеридианных полей.* В плоскомеридианном поле [Л. 3-5] поверхности, ограничивающие трубки магнитной индукции и эквипотенциальные поверхности, являются взаимно-ортогональными поверхностями вращения. При пересечении их плоскостью, проходящей через ось вращения, они дают сетку взаимно-перпендикулярных линий. Следовательно, первым условием, которое необходимо выполнять при построении

плоскомеридианных полей, как и в случае плоскопараллельных полей, является условие взаимной перпендикулярности линий индукции и эквипотенциальных линий, изображаемых на картинной плоскости.

Пусть из всего поля выделены две смежные, достаточно тонкие трубки магнитной индукции, по которым текут одинаковые потоки. Предположим далее, что имеются три эквипотенциальные поверхности, вырезающие из трубок индукции два смежных кольца, которые в секущей плоскости, проходящей через ось вращения, изобразятся в виде двух клеток. Одно из них имеет средний радиус $R_{\text{ср}1}$ среднюю ширину (измеряемую вдоль направления эквипотенциальных линий) a_1 и среднюю длину (измеряемую вдоль направления линии магнитной индукции b_1). Другое соответственно имеет — $R_{\text{ср}2}$, a_2, b_2.

Тогда площадь сечения первого кольца на пути потока получается равной $2\pi R_{\text{ср}1} a_1$, и среднее значение индукции в нем:

$$B_1 = \frac{\Delta\Phi}{2\pi R_{\text{ср}1} a_1}, \tag{3-10}$$

где $\Delta\Phi$ — магнитный поток, приходящийся на одну трубку магнитной индукции.

Этому значению индукции соответствует напряженность поля

$$H_1 = \frac{\Delta\Phi}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{R_{\text{ср}1} a_1}. \tag{3-11}$$

Для второго кольца индукция

$$B_2 = \frac{\Delta\Phi}{2\pi R_{\text{ср}2} a_2} \tag{3-12}$$

и напряженность поля

$$H_2 = \frac{\Delta\Phi}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{R_{\text{ср}2} a_2}. \tag{3-13}$$

Так как исследуемое поле находится в воздухе, то значение проницаемости μ_0 остается постоянным. Линейный интеграл от вектора напряженности поля, взятый по замкнутому контуру, состоящему из двух участков средних линий индукции и двух участков эквипотенциальных линий, заключенных между ними, будет:

$$\oint_l H\,dl = H_1 b_1 - H_2 b_2. \tag{3-14}$$

Ограничимся рассмотрением метода построения полей в пространстве, где отсутствуют проводники с током. В этом случае на основании закона полного тока:

$$\oint_l H\,dl = 0.$$

Тогда из уравнения (3-14) следует, что

$$H_1 b_1 = H_2 b_2.$$

Подставив значение H_1 и H_2, определяемые равенствами (3-11) и (3-13), получаем:

$$\frac{b_1}{R_{\text{ср}1} a_1} = \frac{b_2}{R_{\text{ср}2} a_2} = c, \qquad (3\text{-}15)$$

которому должны удовлетворять соотношения размеров двух смежных клеток правильно построенной картины плоскомеридианного поля. Назовем отношение

$$\frac{b}{a} = \nu,$$

характеризующее форму отдельных клеток, построенной графически картины поля, коэффициентом формы.

Как следует из уравнения (3-15), коэффициент формы клеток картины плоскомеридианного поля непрерывно меняется по мере удаления места расположения клеток от оси симметрии, причем он должен быть пропорционален расстоянию $R_{\text{ср}}$ рассматриваемой клетки от оси вращения:

$$\nu = cR_{\text{ср}}, \qquad (3\text{-}16)$$

Это является вторым условием, которому должны удовлетворять картины плоскомеридианного поля.

Как известно, по правилам построения картин плоскопараллельного поля отдельные клетки должны представлять криволинейные квадраты, для которых

$$\nu = \frac{b}{a} = 1.$$

Таким образом, построение плоскопараллельного поля является частным случаем построения плоскомеридианного поля.

Естественно, что последняя задача осложняется трудностью контроля правильности формы отдельных клеток.

Однако она может быть сильно упрощена путем применения некоторых вспомогательных приемов.

в) *Метод построения картины плоскомеридианного поля.* Если иметь номограмму, дающую возможность наглядно и быстро определять значение коэффициента формы для каждой точки, построение картины плоскомеридианного поля будет мало отличным от построения плоскопараллельного поля.

В качестве такой номограммы удобно использовать картину равномерного (B=const) плоскомеридианного поля. В нем, как и в плоскопараллельном поле, эквипотенциальные поверхности будут представлять собой плоскости, изображенные на картине поля прямыми горизонтальными линиями (рис. 3-13). Трубки потока в пространстве будут ограничены прямыми круговыми цилиндрическими поверхностями и в пересечении с плоскостью, на которой изображается картина поля, они дадут серию прямых, параллельных между собой и перпендикулярных к эквипотенциальным линиям. Таким образом, картина плоскомеридианного равномерного поля будет представлять собой совокупность прямоугольников, высота которых повсюду одинакова, а ширина меняется в зависимости от расстояния центра прямоугольника до оси симметрии.

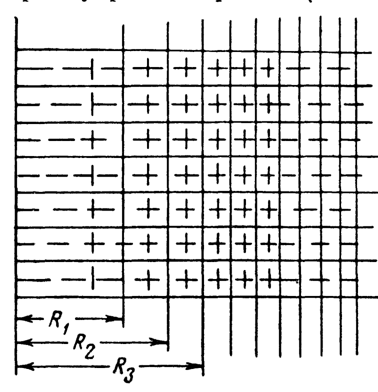


Рис. 3-13. Масштабная сетка для построения картин плоскомеридианного поля.

Закон распределения линий индукции на картине такого равномерного поля легко определить из следующих соображений. Так как поле равномерное, то индукция во всех его точках постоянна, и величина магнитного потока, проходящего по трубке индукции, пропорциональна ее поперечному сечению. Поскольку, исходя из основного условия построения картины поля, по всем трубкам текут равные между собой потоки, сечения трубок должны быть равны друг другу (рис. 3-13):

$$\pi R_1^2 = \pi (R_2^2 - R_1^2) = \pi (R_3^2 - R_2^2) = \ldots = \pi (R_n^2 - R_{n-1}^2).$$

Отсюда получаем:

$$R_2 = R_1\sqrt{2};$$
$$R_3 = R_1\sqrt{3};$$
$$\cdots\cdots\cdot$$
$$R_n = R_1\sqrt{n}.$$

Таким образом, на картине плоскомеридианного равномерного поля расстояние от оси линий индукции пропорционально корню квадратному из числа, выражающего их порядковый номер. Так, например, для сетки, изображенной на рис. 3-13, первая линия расположена на расстоянии 15 *мм* от оси. Тогда вторая линия расположится на расстоянии $15\sqrt{2}=21{,}2$ *мм*, третья на расстоянии $15\sqrt{3}=$ $=25{,}95$ *мм* и т. д.

Картина неравномерного поля будет отличаться тем, что в ней смежные линии индукции и смежные эквипотенциальные линии не будут уже параллельны между собой: клетки будут иметь форму криволинейных прямоугольников или даже криволинейных трапеций и могут быть повернуты под самыми различными углами. Однако картина неравномерного поля на основании (3-15) должна соответствовать сетке, изображающей равномерное поле в том отношении, что коэффициент формы клеток первой из них должен быть равен коэффициенту формы соответствующих клеток равномерного поля. Это значит, что криволинейные прямоугольники должны быть подобны прямоугольникам сетки равномерного поля. Контроль их соответствия можно производить на глаз или при помощи циркуля. Для облегчения построения и контроля целесообразно картину исследуемого поля строить на прозрачной бумаге, под которую подложен лист с нанесенной контрольной сеткой равномерного поля.

Следует заметить, что при построении картин плоскомеридианных полей всегда достаточно строить картину половины поля. Если полюсы симметричны (как это имеет место для рис. 3-14,*а*), можно ограничиться лишь построением картины в пределах одного квадранта.

г) *Определение величины проводимости по картине поля.* **Уравнение (3-15)** показывает, что в правильно построенной картине поля проводимость колец, образуемых вращением клеток поля, остается одной и той же Отсюда

следует, что если определить проводимость одного какого-нибудь кольца:

$$\Delta G = \frac{\mu_0 2\pi R_{ср}}{\nu}, \qquad (3\text{-}17)$$

то проводимость всего рассматриваемого участка легко найти по формуле

$$G = \frac{\mu_0 2\pi R_{ср}}{\nu} \cdot \frac{m}{n}. \qquad (3\text{-}18)$$

Здесь m — число трубок индукции;
n — число колец в трубке.

Очевидно, что при построении картины поля нельзя добиться, чтобы повсюду было идеально выдержано условие (3-16). Поэтому результат вычисления полной проводимости будет несколько колебаться в зависимости от того, какое значение $\nu = \frac{b}{a}$ подставить в формулу (3-18).

Подсчет проводимости каждого кольца в отдельности и их последующее суммирование могут дать более точный результат, но являются весьма кропотливыми.

Если заранее знать радиус $R_{ср0}$, на котором должны располагаться клетки, имеющие форму криволинейных квадратов, а коэффициент формы равный единице, то проводимость

$$G = \mu_0 2\pi R_{ср0} \frac{m}{n}. \qquad (3\text{-}19)$$

Очевидно, в этом случае она будет определена гораздо точнее, так как при подсчете по формуле (3 18) погрешность могла быть в определении m, $R_{ср}$ и ν. В формуле (3-19) погрешность результата уже будет зависеть только от точности определения значения m.

Для удобства вычислений целесообразно пользоваться одной стандартной контрольной сеткой (рис. 3-13), а картину поля строить в таком масштабе, чтобы значение $R_{ср0}$ совпадало с радиусом поля r.

Для этого необходимо чертеж расположения полюсов выполнить в определенном масштабе — k.

Пусть разность магнитных потенциалов между полюсами разбита на n частей (n — целое, а иногда и четное число). В этом случае длина элементарной клетки на картине поля:

$$\Delta\delta = \frac{\delta}{n} = r2\frac{\xi}{n},$$

где $\xi = \frac{\delta}{2r}$ — относительная величина магнитного зазора.

Если расстояние первой линии индукции от оси на стандартной сетке R_1, то

$$\pi R_1^2 = 2\pi (kr)(kr) 2 \frac{\xi}{n}.$$

Отсюда необходимый масштаб построения

$$k = \frac{1}{2} \cdot \frac{R_1}{r} \sqrt{\frac{n}{\xi}}. \qquad (3\text{-}20)$$

Имея реальные размеры исследуемого зазора и зная ξ, выбираем число частей n, на которое мы хотим разбить при построении картины поля всю разность потенциалов. После этого из уравнения (3-20) определяем масштаб чертежа k. Проводимость для построенной таким образом картины определяется по формуле (3-18). На рис. 3-14 показаны картины поля, построенные для цилиндрических полюсов с относительной величиной зазора $\xi = 1$ при использовании стандартной контрольной сетки рис. 3-13.

Для круглых полюсов с плоским концом (рис. 3-14,*а*) проводимость согласно формуле (3-19) получается равной:

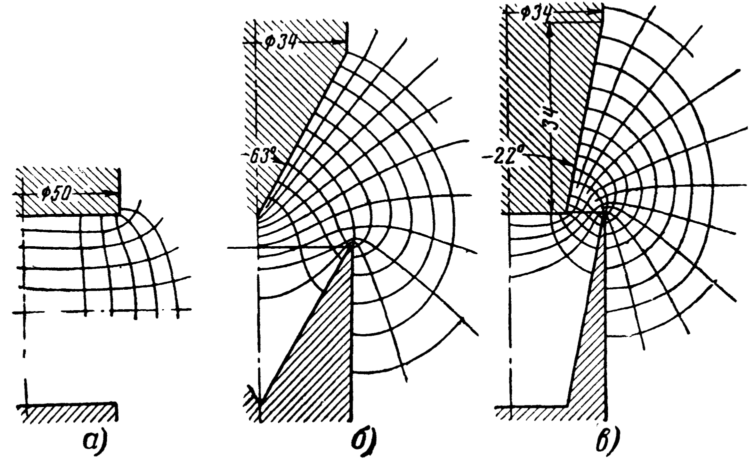


Рис. 3-14. Картины плоскомеридианных полей для цилиндрических полюсов.

а — круглые полюса с плоскими концами; *б* — конические полюса; *в* — усеченные конические полюса.

$$G = \mu_0 2\pi 2{,}5 \frac{5}{10} = 7{,}85\mu_0.$$

Для конических полюсов (рис. 3-14, *б*):

$$G = \mu_0 2\pi 1{,}675 \frac{10}{10} = 10{,}51\mu_0.$$

Для усеченных конических полюсов (рис. 3-14, *в*):

$$G = \mu_0 2\pi 1{,}675 \left[\frac{6}{5} + \frac{8{,}5}{10}\right] = 21{,}55\mu_0.$$

В последнем случае при построении поля на периферийном участке для получения более точной картины было взято большее число эквипотенциальных линий. Соответственно и при подсчете проводимости следует это учесть, взяв в расчет различные значения ξ.

Рассмотренный метод определения магнитной проводимости воздушных зазоров по построенным графическим путем картинам плоскомеридианного поля обладает теми же достоинствами и недостатками, что и аналогичный метод для плоскопараллельного поля.

3-6. Определение проводимостей по приближенным формулам, полученным на основании упрощающих предположений относительно картины поля в зазоре

Во многих случаях реальных воздушных зазоров не удается получить строго математического выражения для их магнитной проводимости. Общим методом решения задачи может явиться разбивка рассматриваемого зазора на ряд участков, для которых с тем или иным приближением удается определить проводимость. Значение полной проводимости находят соответствующим суммированием полученных элементарных проводимостей.

а) *Метод определения проводимости по вероятным путям потока.* Наиболее общим способом определения проводимости сложного зазора путем разбивки его на элементы является выделение в рассматриваемом поле вероятных путей потока [Л. 3-6], которые в то же время должны представлять собой по возможности наиболее простые геометрические тела.

Для каждого из таких путей проводимость определяется как частное от деления средней величины поперечного сечения $S_{ср}$ на пути потока по рассматриваемому

элементу на длину средней линии магнитной индукций $l_{ср}$. Таким образом,

$$G_{эл} = \mu_0 \frac{S_{ср}}{l_{ср}}. \quad (3\text{-}21)$$

Если среднее сечение определить трудно благодаря сложности полученной фигуры, проводимость элементарного пути находят по формуле:

$$G_{эл} = \mu_0 \frac{V}{l_{ср}^2}, \quad (3\text{-}22)$$

где V — объем фигуры, образованной элементарным путем.

Когда $l_{ср}$ нельзя выразить аналитически, его определяют путем измерения по чертежу.

В большинстве встречающихся на практике случаев в качестве элементарных вероятных путей потока используется несколько стандартных геометрических форм, формулы для которых могут быть выведены на основании рассмотрения упрощенной картины поля между двумя призмами (рис. 3-15). Для этого нужно принять во внимание грани, обозначаемые большими буквами, ребра, обозначаемые двумя буквами, соответствующими тем граням, которые, пересекаясь, образуют это ребро, и, наконец, углы, обозначаемые тремя буквами. Путь между гранями AA' принимаем за прямую призму, проводимость которой вычисляем по уравнению (3-2). Пути между параллельными ребрами $AB—A'B'$, $AC—A'C'$ и т. д. представляет собой полуцилиндрические объемы. Пути между гранями $B—B'$, $C—C'$ и т. д., лежащие в одной плоскости, за полукольца. Пути между углами, как, например, $ABC—A'B'C'$, будут тогда представлять собой сферические квадранты (четверть шара), а между ребрами, лежащими на одной прямой, как, например, $BC—B'C'$, — квадранты сферической оболочки (четверть полого шара).

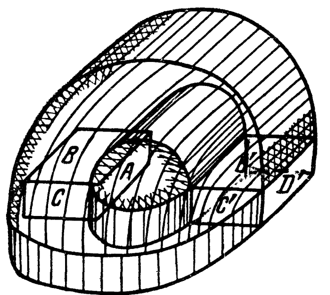


Рис. 3-15. Вероятные пути потока между двумя призмами.

Все эти элементарные пути приведены в табл. 3-2, где даны также расчетные формулы для определения их проводимостей.

Таблица 3-2

№	Эскиз	Проводимость
1		Половина цилиндра $G_1 = \mu_0 0,26a$ (1)
2		Половина полого цилиндра (полукольцо) $G_2 = \mu_0 \dfrac{0,64a}{\dfrac{\delta}{c} + 1}$ (2)
3		Сферический квадрант $G_3 = \mu_0 0,077\delta$ (3)
4		Квадрант сферической оболочки: $G_4 = \mu_0 0,25c$ (4)
5 6		Тело вращения: $G_5 = \mu_0 1,63r;$ (5) $G_6 = \mu_0 \dfrac{4r}{\dfrac{\delta}{m} + 1}.$ (6)

Путь по полуцилиндру (табл. 3-2, № 1).

Линии индукции входят в одно ребро (как показано стрелками) и выходят из другого. Предположим что крайними линиями индукции являются диаметр цилиндра δ, равный расстоянию между призмами, и полукруг $\frac{\pi\delta}{2}$. Длина средней линии индукции $l_{ср}$ может быть принята равной $1,22\delta$, после чего проводимость находят по формуле (3-22).

Путь по полукольцу (табл. 3-2, № 2).

Так как линии индукции в данном случае являются концентрическими окружностями, длину средней линии индукции определяют исходя из того, что она является полуокружностью, радиус которой равен $\frac{\delta+c}{2}$. Определив сечение, которое одинаково по всему объему, проводимость находят по формуле (3-21).

Путь по сферическому квадранту (табл. 3-2, № 3).

Поток входит в один угол и выходит в другой (как показано стрелкой). Средняя линия индукции, найденная по измерению, равна $1,3\delta$. Определив объем четверти шара, проводимость находят по формуле (3-22).

Путь по квадранту сферической оболочки (табл. 3-2, № 4).

Поток входит в одно ребро (как показано стрелкой) и выходит из другого. Так как мы имеем четверть полого шара, длины всех линий индукции равны между собой и представляют полуокружности, радиус которых равен $\frac{\delta+c}{2}$. Среднюю площадь определяют как максимальную площадь пути потока, деленную пополам, после чего проводимость находят по формуле (3-21).

При вычислении проводимости между призмой и плоскостью можно воспользоваться всеми приведенными в табл. 3-2 формулами, имея в виду, что в этом случае вероятными путями потока будут четверть цилиндра, а не полуцилиндр, четверть кольца, а не полукольцо и т. п., благодаря чему проводимость каждого элементарного пути будет вдвое больше соответствующей проводимости предыдущего случая. Обозначив через δ расстояние от плоскости до торца призмы, получим:

четверть цилиндра

$$G = \mu_0 0,52a; \qquad (3\text{-}23)$$

четверть кольца

$$G = \mu_0 1{,}28 \frac{a}{2\delta/c + 1};\tag{3-24}$$

сферический октант

$$G = \mu_0 0{,}308\delta;\tag{3-25}$$

октант сферической оболочки

$$G = \mu_0 0{,}5c.\tag{3-26}$$

Если полюса имеют цилиндрическую форму, то проводимость выпучивания и проводимость с боковой поверхности могут быть вычислены по формулам (5), (6) табл. 3-2.

Рассмотрим несколько более сложных случаев определения проводимости по методу вероятных путей потока.

Проводимость конца цилиндрического плунжера, вставленного в концентрическую трубку (рис. 3-16,*а*), может быть разбита на пять элементарных проводимостей, для которых применимы выведенные ранее формулы. Для проводимости G_1 согласно табл. 3-1

$$G_1 = \mu_0 \frac{2\pi l}{\ln \frac{r+e}{r}}.$$

Для проводимости G_2 согласно уравнению (3-23)

$$G_2 = 3{,}3\mu_0 \left(r + \frac{e}{2}\right),$$

так как в данном случае $a = 2\pi\left(r + \frac{e}{2}\right)$.

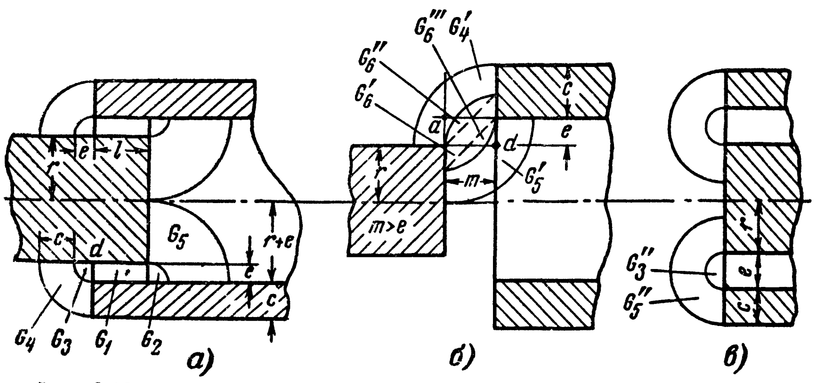


Рис. 3-16. Вероятные пути потока между концом цилиндрического плунжера и концентрической трубкой.

Как видно из рис. 3-16, *а* $G_3 = G_2$. При определении проводимости G_4 считаем, что линии индукции являются концентрическими окружностями с центром в точке *d*. Воспользовавшись уравнением (3-24), имеем:

$$G_4 = \frac{8\mu_0 [r + \sqrt{e(c+e)}]}{\frac{2e}{c} + 1},$$

так как

$$a = 2\pi [r + \sqrt{e(c+e)}].$$

Аналогично

$$G_5 = \frac{8\mu_0 [r + e - \sqrt{e(c+e)}]}{\frac{2e}{r} + 1}.$$

Таким образом, полная проводимость

$$G = \mu_0 \left\{ \frac{2\pi l}{\ln\left(\frac{r+e}{r}\right)} + 6{,}6\left(r + \frac{e}{2}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{8r[+\sqrt{e(c+e)}]}{\frac{2e}{c} + 1} + \frac{8[r + e - \sqrt{e(c+e)}]}{\frac{2e}{r} + 1} \right\}. \quad (3\text{-}27)$$

Проводимость конца цилиндрического плунжера, близкого к концу концентрической трубки при $m > e$. Общий путь потока между плунжером и концентрической трубкой можно разбить на три участка, как показано на рис 3-16, *б*. Для проводимости G_4' путь потока образован линиями индукции в форме концентрических дуг с центром в точке *d*. Он идентичен пути проводимости G_4, за исключением того, что здесь внутренний радиус будет *m*, а не *e*.

Проводимость G_5' вычисляется на том основании, что путь потока образован линиями индукции в форме дуг с центром в точке *а* и идентичен пути G_5 на рис. 3-16, *а*, за исключением того, что радиус кратчайшей линии равен *m*, а не *e*.

Проводимость G_6 при $m < r$ для удобства вычисления разбивается на три — G_6', G_6'' и G_6'''.

Рассматривая центральную часть G_6', принимаем, что средняя длина пути потока равна m, а среднее сечение равно:

$$\frac{\sqrt{2}}{2}(m-e)\,2\pi\left(r+\frac{e}{2}\right).$$

Тогда при условии $e \ll r$, получим;

$$G_6' = 4{,}45\mu_0\left(\frac{m-e}{m}\right)\left(r+\frac{e}{2}\right).$$

Среднее сечение внешней части равно

$$\frac{1}{2}m\left(1-\frac{\sqrt{2}}{2}\right)2\pi\left(r+\frac{m}{2}\right).$$

Считая среднюю длину пути потока равной m, получаем:

$$G_6'' = 0{,}92\mu_0\left(r+\frac{m}{2}\right).$$

Проводимость внутренней части по аналогии равна:

$$G_6''' = 0{,}92\mu_0\left(r+e-\frac{m}{2}\right).$$

Суммируя, получим полную проводимость для случая рис. 3-16, *б*:

$$G = \mu_0\left\{\left(0{,}92+2{,}22\frac{m-e}{m}\right)(2r+e)+\right.$$
$$+\frac{8\left[r+\sqrt{m(c+e)}\right](c+e-m)}{m+c+e}+$$
$$\left.+\frac{8\left[r+e-\sqrt{m(c+e)}\right](r+e-m)}{m+r+e}\right\}. \qquad (3\text{-}28)$$

Проводимость между концами цилиндрического плунжера и концентрической трубки, расположенными в одной плоскости. В этом случае путь потока может быть разбит на две части, как это показано на рис. 3-16, *в*.

Проводимость G_3'' может быть подсчитана по формуле (1) табл. 3-2, если вместо a в нее подставить величину

$$2\pi\left(r+\frac{e}{2}\right).$$

Тогда

$$G_3'' = 1{,}63\mu_0\left(r + \frac{e}{2}\right).$$

При определении проводимости G_5'' предполагают, что линии индукции в этом пути потока являются концентрическими дугами. При $c < r$ проводимостью пространства в центре якоря можно пренебречь. Проводимость G_5'' для случая $e < 3c$ находим по формуле (3-3) путем подстановки $b = 2\pi\left(r + \frac{e}{2}\right)$ и $\varphi = \pi$:

$$G_5'' = 2\mu_0\left(r + \frac{e}{2}\right)\ln\left(1 + \frac{2c}{e}\right).$$

Суммарная проводимость

$$G = \mu_0\left[1{,}63\left(r + \frac{e}{2}\right) + 2\left(r + \frac{e}{2}\right)\ln\left(1 + \frac{2c}{e}\right)\right]. \quad (3\text{-}29)$$

Применение приведенных выше формул дает возможность вычислять проводимость для многих встречающихся на практике конструкций. Пользуясь ими и применяя метод вероятных путей потока для других случаев, следует все же учитывать, что он является лишь приближенным в силу неточности получающейся картины поля при разбивке его на элементарные пути. Поэтому им следует пользоваться главным образом для предварительных вычислений проводимостей воздушных промежутков сложной конфигурации, для которых иначе нужно было бы прибегнуть к трудоемким графическим методам. Полученные результаты целесообразно уточнять по экспериментальным данным.

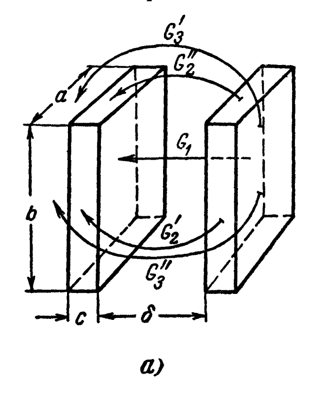
б) *Проводимость между параллельными призмами, расположенными одна против другой.* Полную проводимость между призматическими частями магнитопровода можно рассматривать, как состоящую из трех проводимостей (рис. 3-17,*а*):

G_1 — проводимости между параллельными прямоугольными поверхностями, обращенными друг к другу;

G_2 — проводимости между прямоугольными поверхностями, лежащими в одной плоскости (боковые грани);

G_3 — проводимости между параллельными поверхностями, обращенными в противоположные стороны.

При выводе формул для определения этих элементарных проводимостей [Л. 3-7] было принято, что поле является плоскопараллельным в плоскостях, перпендикуляр-



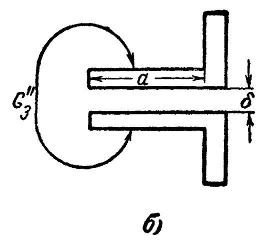


Рис. 3-17. Элементарные проводимости между частями параллельных призм.

ных ребрам призм. После этого все выводы делались путем конформных преобразований.

Проводимость между параллельными плоскостями

$$G_1 = \frac{\left(a + \frac{k\delta}{\pi}\right)\left(b + \frac{k\delta}{\pi}\right)}{\delta}. \qquad (3\text{-}30)$$

Как видно из формулы (3-30), при вычислении проводимости в этом случае ширина a и длина b призмы (рис. 3-17,a) как бы увеличиваются, благодаря чему учитывается влияние выпучивания линий индукции у краев. Это увеличение зависит от соотношения между толщиной призм и зазором между ними. Если отношение $\frac{c}{\delta}$ мало, т. е. края тонкие по сравнению с зазором, то $k = 1$; если же это отношение велико, т. е. края сравнительно широки, то предельное значение $k = 0{,}307$. Так как величина коэффициента k резко падает от 1 до 0,307 при увеличении отношения $\frac{c}{\delta}$, то практически при $\frac{c}{\delta} \geqslant 1$ можно брать $k = 0{,}307$.

Проводимость между поверхностями, лежащими в одной плоскости. При подсчете проводимости в этом случае также различают, какие края имеет призма: тонкие или толстые. Для толстых краев удельная

проводимость на единицу длины в направлениях a и b равна:

$$g = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln (2m^2 - 1 + 2m\sqrt{m^2 - 1}), \tag{3-31}$$

где

$$m = \frac{\delta + 2c}{2c}. \tag{3-32}$$

Для случая тонкого края из-за сложности полученного выражения проводимость g приходится определять из графика рис. 3-18, *а*, где дано $g = f(m)$ для тонкого (кривая *1*) и толстого (кривая *2*) краев. Полная проводимость между боковыми поверхностями, таким образом, будет:

$$G_2 = 2g(a + b). \tag{3-33}$$

Проводимость между поверхностями, обращенными в противоположные стороны, представлена в виде суммы двух проводимостей $G_3' = g'a$ и $G_3'' = g''b$. Значения G_3' и G_3'' даны в виде семейства

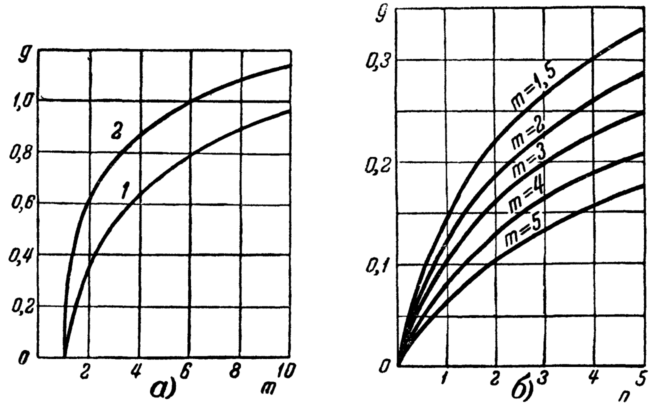


Рис. 3-18. Графики для определения удельной проводимости.

а — для поверхностей, лежащих в одной плоскости; *б* — для поверхностей, обращенных в противоположные стороны.

кривых (рис. 3-18, *б*), так как аналитическое выражение получается очень сложным. Удельная проводимость определяется в зависимости от m (3-32) и $n = \frac{2a}{\delta}$ или $n = \frac{2b}{\delta}$ — отношения соответствующей ширины ($2a$ или $2b$) призмы

к величине зазора. Приведенные кривые относятся к плоскостям значительной толщины, что большей частью имеет место.

Таким образом, полная проводимость между противоположными плоскостями

$$G_з = 2(g''b + g'a). \tag{3-34}$$

В случае, когда линии индукции могут распространяться лишь в одну сторону (рис. 3-17,*б*), для приближенных расчетов можно также использовать кривые рис. 3-18,*б*, беря значение $n = \frac{2a}{\delta}$, В этом случае полная проводимость выразится, как

$$G_з = g''b + 2g'a. \tag{3-35}$$

Все формулы, полученные изложенным методом, дают достаточно точные результаты, когда поле рассматривае-

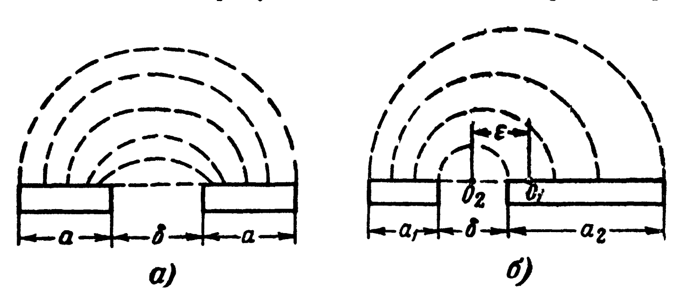


Рис. 3-19. Поле между призмами, лежащими в одной плоскости.

мого элемента призмы приближается к плоскопараллельному.

в) *Расчет удельной магнитной проводимости между параллельными призмами, лежащими в одной плоскости.* Если считать, что линии индукции представляют собой (рис. 3-19,*а*) эллипсы, имеющие общие фокусы, расположенные в плоскости чертежа, тогда удельная проводимость может быть подсчитана по приближенной формуле:

$$g = \frac{1}{\pi} \ln \frac{m + \sqrt{2m - 1}}{m - 1}, \tag{3-36}$$

где

$$m = \frac{\delta + 2a}{2a}.$$

Когда плоскости не одинаковы по своим размерам (рис. 3-19, *б*), можно пользоваться приближенной формулой, полученной по аналогии с распределением токов в диске индукционной системы [Л. 3-8]. Для этого случая получается:

$$g=\frac{1}{\pi}\ln\left[\frac{\Delta^2-(\varepsilon+x)^2}{\Delta(\delta-x)}-\frac{\varepsilon+x}{\Delta}\right], \qquad (3\text{-}37)$$

где

$$\varepsilon=\frac{a_2-a_1}{2}; \quad 2\Delta=a_1+a_2+2\delta;$$

$$x=\frac{(\Delta^2-\delta^2-\varepsilon^2)-\sqrt{(\Delta^2-\delta^2-\varepsilon^2)^2-4\varepsilon^2\delta^2}}{2\varepsilon}.$$

г) *Расчет магнитной проводимости поля с боковой поверхности призмы вблизи воздушного зазора.*

Для случая, когда полюс призматической формы с плоским торцом расположен над плоскостью (рис. 3-20,*а*), проводимость с учетом участков боковой поверхности, расположенных вблизи зазора, можно подсчитать следующим методом [Л. 3-9]:

Полная проводимость определяется, как для равномерного поля, но в расчет берутся не действительные размеры полюса a и b, а фиктивные, увеличенные размеры $a_р$ и $b_р$. Последние вычисляются по уравнениям:

$$a_р=a(1+\sigma'_x+\sigma''_x);$$

$$b_р=b(1+\sigma'_y+\sigma''_y).$$

Тогда полная проводимость

$$G=\frac{a_р b_р}{\delta}=\frac{ab}{\delta}(1+\sigma'_x+\sigma''_x)(1+\sigma'_y+\sigma''_y). \qquad (3\text{-}38)$$

Расчетные коэффициенты σ'_x, σ''_x, σ'_y и σ''_y являются функцией величины учитываемого пространства вблизи полюса и размеров воздушного зазора. На рис. 3-20, *б* дан график, определяющий связь между размерами $\left(\frac{z_a}{\delta} \text{ и } \frac{z_в}{\delta}\right)$ боковых поверхностей полюса, с которых учитывается проводимость, и размерами $\frac{x}{\delta}$ и $\frac{y}{\delta}$, в пределах которых распространяется магнитный поток при переходе его с полюса на плоскость. Так как соотношение между этими размерами зависит от величины воздушного зазора, они даны

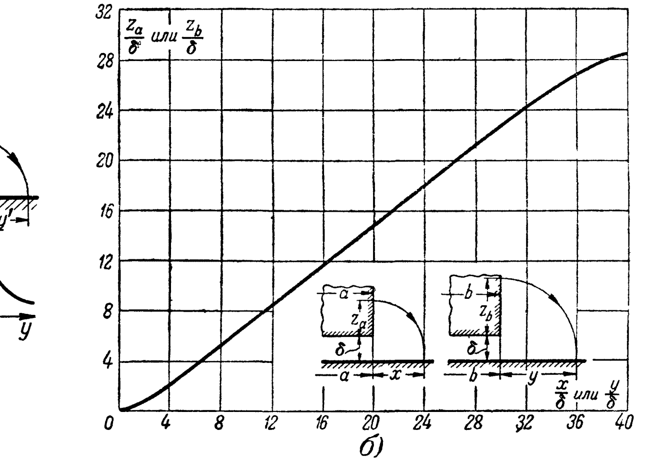


Рис. 3-20. К расчету проводимости поля вблизи зазора.

а — расчетные размеры полюсов; *б* — соотношение между расчетными размерами.

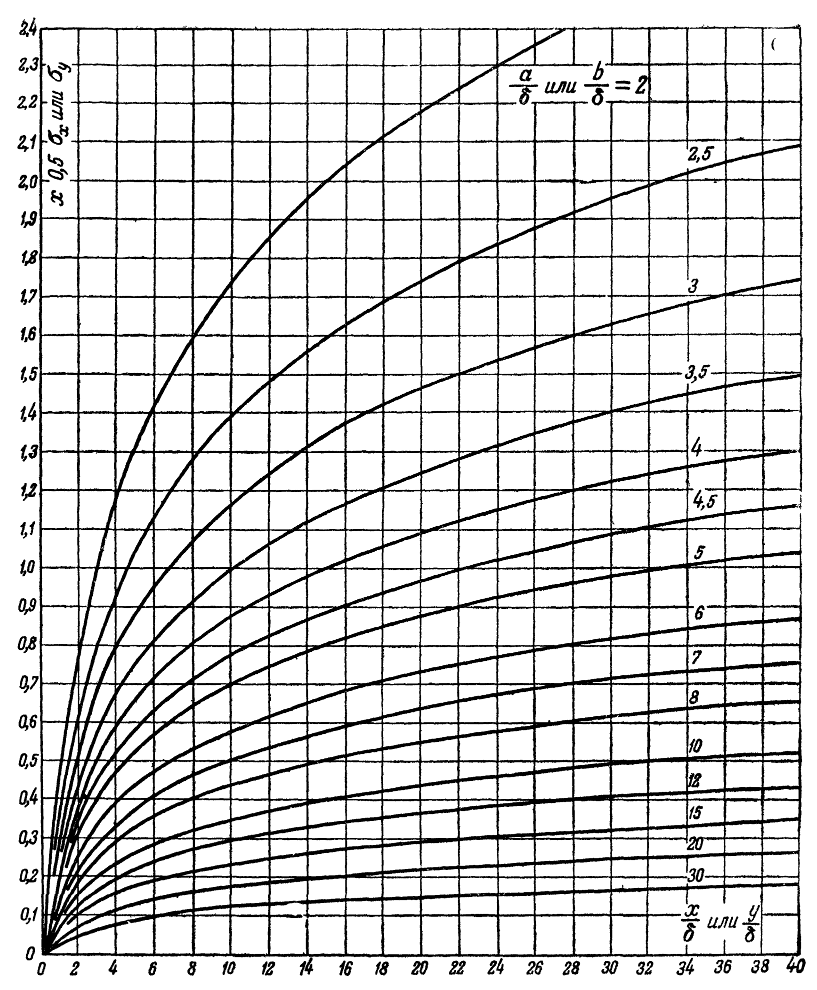


Рис. 3-21. Расчетные коэффициенты для определения проводимости поля вблизи зазора.

в относительных величинах. Величины расчетных коэффициентов в функции $\frac{x}{\delta}$ или $\frac{y}{\delta}$ даны на рис. 3-21. Таким образом, графики рис. 3-20, *б* и 3-21 совместно дают возможность найти значения расчетных коэффициентов σ для рассматриваемого участка боковой поверхности призматического полюса.

На основании рис. 3-20, *а* и уравнения (3-38) можно считать, что величины

$$G'_{\text{гр}}=\frac{ab}{\delta}\sigma'_x; \quad G''_{\text{гр}}=\frac{ab}{\delta}\sigma''_x;$$

$$G_{\text{гр}}=\frac{ab}{\delta}\sigma'_y \text{ и } G_{\text{гр}}=\frac{ab}{\delta}\sigma''_y$$

представляют собой проводимости между соответствующей гранью и плоскостью, а величины

$$G'_{\text{уг}}=\frac{ab}{\delta}\sigma'_x\sigma'_y; \quad G_{\text{уг}}=\frac{ab}{\delta}\sigma'_x\sigma''_y;$$

$$G_{\text{уг}}=\frac{ab}{\delta}\sigma''_x\sigma'_y \text{ и } G_{\text{уг}}=\frac{ab}{\delta}\sigma''_x\sigma''_y$$

— проводимость с углов призмы на плоскость.

Полученными выражениями можно пользоваться, как элементарными при расчете по методу вероятных путей потока.

Для случая расположения полюса против полюса формулу, определяющую проводимость, можно получить из предыдущего уравнения, пользуясь принципом зеркального отображения. Согласно этому принципу проводимость между двумя одинаковыми полюсами, расположенными на расстоянии δ, может быть представлена как половина проводимости между полюсом и плоскостью, находящейся от него на рассстоянии $\frac{\delta}{2}$. Учиты-

Рис. 3-22. Путь потока между торцом цилиндра и наклонной плоскостью.

вая это, для проводимости «полюс — полюс» с учетом магнитного потока с части боковой поверхности, расположенной вблизи зазора, находим:

$$\underset{\text{на расстоянии } \delta}{G_{\text{полюс—полюс}}} = \frac{1}{2} \underset{\text{на расстоянии } \frac{\delta}{2}}{G_{\text{полюс—плоскость}}}$$

д) *Расчет магнитной проводимости между торцом цилиндрического полюса и наклоненным под углом плоским якорем.* Магнитная проводимость воздушного зазора между торцом цилиндра и наклонной плоскостью (рис. 3-22,*а*) определяется в предположении, что линии магнитной индукции состоят из дуги окружности (участка *АБ*) с центром на оси вращения якоря и прямолинейного участка (участок *БВ*).

Тогда проводимость элементарного слоя толщиной dR будет:

$$dG = \mu_0 \frac{b}{R\varphi + \Delta} dR. \tag{3-39}$$

Из геометрии окружности следует, что

$$b = 2\sqrt{r^2 - (R_0 - R)^2}.$$

Таким образом,

$$dG = 2\mu_0 \frac{\sqrt{r^2 - (R_0 - R)^2}}{R\varphi + \Delta} dR,$$

а полное значение проводимости рассматриваемого участка будет определяться интегралом:

$$G = 2\mu_0 \int_{R_1}^{R_2} \frac{\sqrt{r^2 - (R_0 - R)^2}}{R\varphi + \Delta} dR, \tag{3-40}$$

взятым в пределах от R_1 до R_2.

После интегрирования и подстановки пределов находим:

$$G = \frac{2\pi\mu_0}{\varphi} \left[\left(R_0 + \frac{\Delta}{\varphi} \right) - \sqrt{\left(R_0 - \frac{\Delta}{\varphi} \right)^2 - r^2} \right]. \tag{3-41}$$

Выразим угол φ через линейные размеры и среднюю длину линии индукции δ, которая при малых углах, обычно

имеющих место в этих системах, может быть приравнена среднему зазору между шляпкой сердечника и якорем:

$$\varphi = \frac{\delta - \Delta}{R_0} \text{ и } R_0 + \frac{\Delta}{\varphi} = R_0 \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{\delta}}.$$

Учитывая эти соотношения, проводимость рассматриваемого зазора выразится в виде:

$$G = \frac{2\pi\mu_0 R_0^2}{\delta - \Delta} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{\delta}} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \left(1 - \frac{\Delta}{\delta}\right)^2}\right],$$

или, обозначив $d = 2r$ — диаметр шляпки сердечника; $\rho_1 = \frac{2R_0}{d\left(1 - \frac{\Delta}{\delta}\right)}$ — относительная величина, зависящая от соотношения конструктивных размеров постоянной и переменной частей воздушного зазора, и подставив значения d и ρ_1 в полученное уравнение, имеем:

$$G = \mu_0 \frac{\pi d^2}{4\delta} \left[2\rho_1 \left(\rho_1 - \sqrt{\rho_1^2 - 1}\right)\right]. \qquad (3\text{-}42)$$

Как видно, магнитная проводимость между торцом цилиндра и наклонной плоскостью

$$G = \mu_0 \frac{\pi d^2}{4\delta} \varkappa_1 \qquad (3\text{-}43)$$

может быть представлена через проводимость равномерного зазора

$$G = \mu_0 \frac{\pi d^2}{4\delta}$$

между этим торцом и параллельной ему плоскостью, расположенной на расстоянии δ, умноженную на поправочный коэффициент

$$\varkappa_1 = 2\rho_1 \left(\rho_1 - \sqrt{\rho_1^2 - 1}\right). \qquad (3\text{-}44)$$

Значения поправочного коэффициента приведены в табл. 3-3.

График значений коэффициента $\varkappa_1$ в функции ρ_1 для случая $\Delta = 0$ приведен также на рис. 3-23. Как видно из табл. 3-3, более или менее отличающуюся от

Таблица 3-3

Значения поправочного коэффициента $\varkappa_1$

$\frac{\Delta}{\delta}$ \ $\frac{2R_0}{d}$	1	1,2	1,5	2	3	4	5	6
0	2	1,29	1,14	1,08	1,04	1,02	1,01	1
0,2	1,25	1,14	1,085	1,05	1,02	1	1	1
0,5	1,05	1,03	1,02	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1	1

единицы величину коэффициента $\varkappa_1$ принимает для близких к единице значений $\frac{2R_0}{d}$ и близких к нулю значений $\frac{\Delta}{\delta}$.

В реальных конструкциях электромагнитов, имеющих магнитный зазор такого типа (электромагниты реле управления, контакторов, реле автоматики и связи), отношение $\frac{2R_0}{d} > 2$. Поэтому в большинстве случаев расчет можно вести на основании простого соотношения для равномерного зазора. Более существенное значение для возможности получения расчетным путем правильных величин магнитной проводимости имеет учет проводимости пути потока выпучивания и потока с боковой поверхности шляпки сердечника (участки *2* и *3* на рис. 3-22,*б*).

Поток выпучивания приближенно можно учесть либо используя метод вероятных путей потока (§ 3-6, п. 1), либо на основании экспериментально полученных соотношений [Л. 3-11].

Используя этот путь для проводимости выпучивания, можно получить следующее выражение:

$$G_2 = 0{,}96\mu_0 d,$$

а для проводимости с боковой поверхности шляпки:

$$G_3 = \pi d \frac{\mu_0}{0{,}69\frac{\delta}{c} + 0{,}63},$$

где c — высота шляпки (рис. 3-22,*б*).

Таким образом, полное значение проводимости воздушного зазора между якорем и сердечником будет:

$$G=\mu_0\left(\frac{\pi d^2}{4\delta}\varkappa_1+\frac{\pi d}{0{,}69\frac{\delta}{c}+0{,}63}+0{,}96d\right). \qquad (3\text{-}45)$$

е) *Магнитная проводимость между торцом призмы и наклонной плоскостью* (рис. 3-24) определяется на основании тех же предпосылок, что и для случая проводимости между торцом цилиндра и наклонной плоскостью.

Считая, что линии магнитной индукции состоят из дуги окружности и прямолинейного участка (Δ), получим выражение для проводимости элементарного слоя:

$$dG=\mu_0\frac{b\,dR}{\varphi R+\Delta}; \qquad (3\text{-}46)$$

$$G=b\mu_0\int\limits_{R_1}^{R_2}\frac{dR}{\varphi R+\Delta}=\frac{\mu_0 b}{\varphi}\ln\frac{\varphi R_2+\Delta}{\varphi R_1+\Delta}. \qquad (3\text{-}47)$$

Учитывая, что

$$\left.\begin{aligned}&R_1=R_0-\frac{a}{2};\quad R_2=R_0+\frac{a}{2};\\&\varphi=\frac{\delta-\Delta}{R_0};\quad R_0+\frac{\Delta}{\varphi}=R_0\frac{1}{1-\frac{\Delta}{\delta}},\end{aligned}\right\} \qquad (3\text{-}48)$$

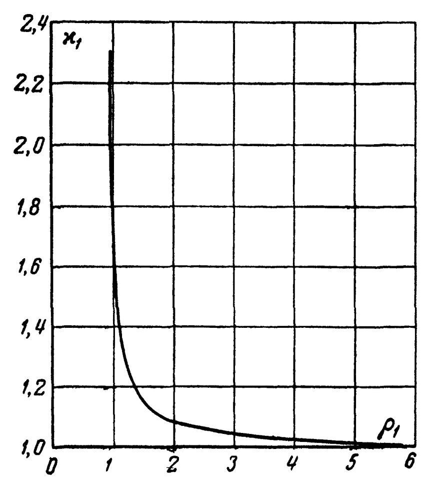


Рис. 3-23. Кривая поправочного коэффициента $\varkappa_1$.

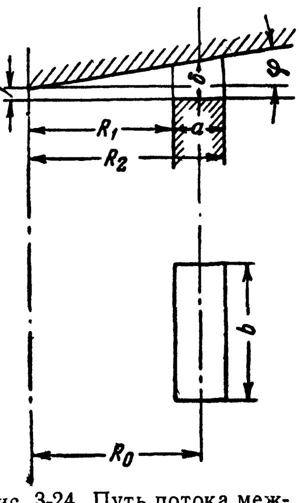


Рис. 3-24. Путь потока между торцом призмы и наклонной плоскостью.

получаем:

$$G=\frac{\mu_0 bR_0}{\delta-\Delta}\ln\frac{R_0+\frac{a}{2}+\frac{\Delta R_0}{\delta-\Delta}}{R_0-\frac{a}{2}+\frac{\Delta R_0}{\delta-\Delta}}. \qquad (3\text{-}49)$$

Обозначим:

$$\rho_2=\frac{2R_0}{a\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right)}. \qquad (3\text{-}50)$$

Тогда после преобразований получаем окончательно:

$$G=\mu_0\frac{ba}{\delta}\cdot\frac{\rho_2}{2}\ln\frac{\rho_2+1}{\rho_2-1}. \qquad (3\text{-}51)$$

Таким образом, проводимость между торцом призмы и наклонной плоскостью

$$G=\mu_0\frac{ba}{\delta}\varkappa_2 \qquad (3\text{-}52)$$

может быть представлена как проводимость равномерного зазора

$$G=\mu_0\frac{ba}{\delta}$$

между прямоугольным полюсом и параллельной ему плоскостью, расположенной на расстоянии δ, умноженной на поправочный коэффициент

$$\varkappa_2=\frac{\rho_2}{2}\ln\frac{\rho_2+1}{\rho_2-1}. \qquad (3\text{-}53)$$

Значения поправочного коэффициента $\varkappa_2$ приведены в табл. 3-4.

Таблица 3-4

Значения поправочного коэффициента $\varkappa_2$

$\frac{\Delta}{\delta}$ \ $\frac{2R_0}{d}$	1	1,1	1,2	1,5	2	3	4	5	6
0	∞	2,15	1,44	1,2	1,1	1,05	1,025	1,013	1
0,2	1,4	—	1,2	—	1,08	1,03	1,013	1	1
0,5	1,1	—	—	1,05	1,025	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Значения поправочного коэффициента $\varkappa_2$ в функции ρ_2 для случая $\frac{\Delta}{\delta}=0$ показаны также в виде графика на рис. 3-25.

Как видно из табл. 3-4, значение поправочных коэффициентов $\varkappa_2$ несколько выше, чем значения коэффициентов $\varkappa_1$ (табл. 3-3). Однако для большинства встречающих-

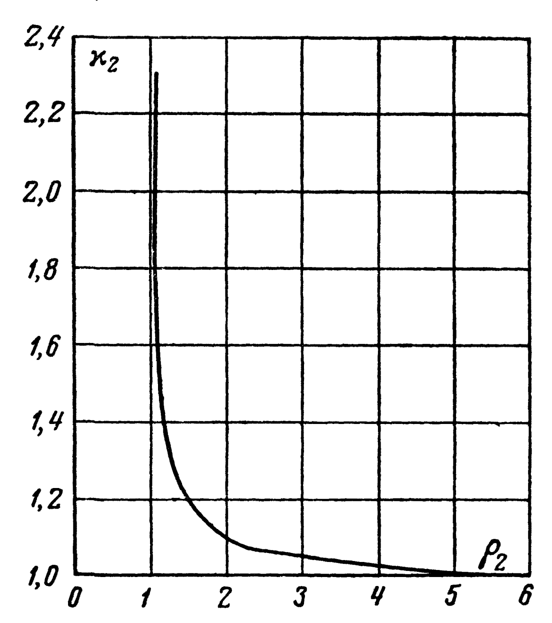


Рис. 3-25. Кривая поправочного коэффициента $\varkappa_2$.

ся на практике случаев этот коэффициент также близок к единице.

Для учета выпучивания можно воспользоваться методами, изложенными в пп. «а» и «б» настоящего параграфа.

ж) *Плоские полюса, расположенные под углом.*

Если полюса наклонены под небольшим углом, тогда можно воспользоваться уравнением (3-52), выведенным для предыдущего случая, только при учете выпучивания нужно рассматривать случай полюс против полюса, а не полюс против плоскости.

Если полюсы наклонены под большим углом (рис. 3-26,*а*), то пользоваться этим уравнением нельзя

из-за отклонения линий индукции от дуг окружности, принятой для предыдущего случая.

Для определения проводимости в этом случае можно воспользоваться следующим искусственным приемом Л. 3-10].

Вычисляются проводимости для двух предельных положений полюсов, когда они располагаются параллельно

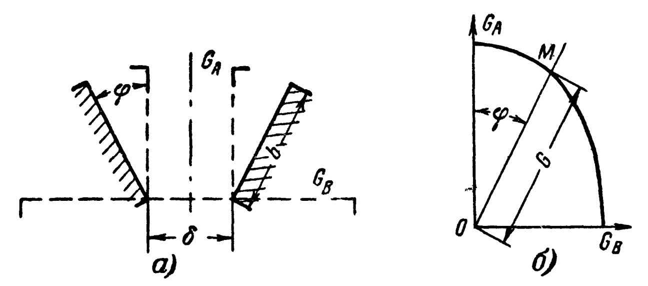


Рис. 3-26. Плоские полюсы, наклоненные под большим углом.

и когда они лежат в одной плоскости (G_A и G_B). Их можно определить, например, методами, изложенными в пп. «б» и «в» настоящего параграфа.

Найденные проводимости откладываются на перпендикулярных осях (рис. 3-26,*б*) и соединяются дугой соответствующего эллипса. Искомую проводимость для действительного расположения полюсов даст отрезок *ОМ* прямой, проведенной под углом φ к вертикали.

3-7. Формулы, полученные на основании математической обработки экспериментальных данных

а) *Применение метода подобия. Относительная проводимость.* Как видно из предыдущего изложения, в настоящее время еще не существует всеобъемлющих аналитических способов точного определения проводимости. Поэтому в большинстве случаев приходится прибегать или к графическим методам, или определять искомую величину по формулам, основанным на предположительной картине поля и полученным путем ряда упрощений, могущих привести к существенным погрешностям. В то же время из множества форм зазоров можно выделить наиболее часто применяемые в определенных типах электромагнитов и получить для них данные по магнитным проводимостям на основе экспериментов.

Для облегчения математической обработки экспериментальных данных и получения простых расчетных уравнений целесообразно применить к анализу магнитных проводимостей принцип подобия [Л. 3-11]

Будем называть подобными зазорами такие, которые имеют одну форму (конические зазоры, зазоры между торцами квадратных призм и т. п.) и образованы полюсами соответствующие размеры которых пропорциональны.

Так как для подобных зазоров все линейные размеры, включая величину самого зазора, отличаются в p раз, то значения их проводимостей будут связаны следующим соотношением:

$$G_2 = pG_1. \tag{3-54}$$

Справедливость такого соотношения, следует из теории размерностей. Проводимость любого зазора может быть всегда представлена в виде:

$$G_2 = \mu_0 X \lambda$$

произведения какого-либо характерного для данного зазора размера X на некоторую функцию λ. Последняя должна отражать особенности конфигурации рассматриваемого воздушного промежутка и является величиной безразмерной. Она не может зависеть от значений размеров полюсов, образующих зазор, взятых отдельно, а является функцией их соотношений. Следовательно, для подобных зазоров величина относительной проводимости остается постоянной.

Для однотипных, но не подобных, зазоров сохраняется характер функции, выражающей относительную проводимость, но меняется ее абсолютная величина.

Таким образом, задача заключается в том, чтобы, используя соотношение

$$\lambda = \frac{G}{X\mu_0}, \tag{3-55}$$

на основании анализа экспериментальных данных установить для каждого типа зазора зависимость, выражающую относительную проводимость λ.

После этого она может быть использована для определения значений проводимости воздушного зазора данного вида при любом сочетании размеров.

Характер функции, выражающей относительную проводимость, будет зависеть от того, какой из размеров принять в качестве X. Такой наиболее характерный раз-

мер легко выбрать в каждом конкретном случае. Так, например, для цилиндрических полюсов (с плоским или коническим концом) целесообразнее всего брать в качестве размера X диаметр полюса; для квадратных полюсов удобно иметь $X=a$, т. е. за характерный размер взять сторону квадрата, и т. д.

Смысл уравнения (3-55) заключается, таким образом, в том, что известный прием выражения проводимости плоскопараллельного поля через его протяженность и удельную проводимость слоя единичной толщины условно распространяется на поля, не являющиеся плоскопараллельными. Относительная проводимость λ при этом как бы играет роль удельной проводимости.

Математическая обработка экспериментально полученных данных путем применения принципа подобия дает возможность получить расчетные уравнения для магнитных проводимостей зазоров на основании сравнительно небольшого количества экспериментов.

Таким путем [Л. 3-11] были получены данные и выведены математические зависимости для вычисления магнитных проводимостей зазоров, характерных для электромагнитов с втяжным сердечником. Как показывает сравнение экспериментальных данных с расчетом проводимостей на основании метода вероятных путей потока и по другим, встречающимся в литературе для этих случаев формулам, последние дают весьма большую погрешность.

б) *Проводимость зазора, образованного плоскими концами цилиндрических полюсов.* В общем виде проводимость зазора, образованного плоскими концами круглых полюсов, с учетом выпучивания может быть представлена в виде:

$$G=\mu_0 d f\left(\frac{\delta}{d}, \frac{\delta}{b}\right),$$

где d — диаметр полюса; δ — воздушный зазор;

b — длина образующей боковой поверхности полюса (толщина края).

Толщина края b, как показывают экспериментальные данные, практически не влияет на величину проводимости с торца полюса. Поэтому предыдущее уравнение примет вид:

$$G=\mu_0 d f(\xi), \qquad (3\text{-}56)$$

где $\xi=\frac{\delta}{d}$ — относительная величина зазора

Используя уравнение (3-2) для цилиндрического полюса получаем, что относительная проводимость зазора, образованного плоскими торцами цилиндрических полюсов, зависит лишь от относительной величины воздушного зазора:

$$\lambda = f(\xi). \qquad (3\text{-}57)$$

Снятая экспериментальным путем зависимость $\lambda = f(\xi)$ представляет собой гиперболу, сдвинутую относительно оси абсцисс (рис. 3-27,*а*). Она может быть представлена в виде уравнения:

$$\lambda = \frac{A}{\xi} + B + \frac{C}{D + \xi}. \qquad (3\text{-}58)$$

При уменьшении ξ (зазор становится малым по сравнению с диаметром полюса) λ стремится к значению $\frac{A}{\xi}$. С другой стороны, при весьма малых значениях ξ величина λ должна приближаться к значению $\frac{\pi d^2}{4\delta}$. Отсюда получаем значение

$$A = \frac{\pi}{4} = 0{,}786.$$

При увеличении значения ξ (диаметр значительно меньше величины зазора) величина относительной проводимости стремится к значению

$$\lambda = B.$$

На рис. 3-27,*б* на основании экспериментальных данных построены зависимости относительной проводимости от величины диаметра $\lambda = f(d)$ для разных значений δ. Как видно, для всех зазоров практически получаются прямые линии, сходящиеся при $d = 0$ в одной точке. Ордината этой точки, очевидно, и представляет величину $B = 0{,}48$.

Для определения двух последних коэффициентов C и D на рис. 3-27,*в* представлена кривая поправок:

$$\Delta\lambda = \lambda - \left(\frac{A}{\xi} - B\right),$$

которые надо вносить, чтобы получить точное значение λ, если последний член уравнения (3-58) отсутствует. Эта кривая имеет гиперболический характер и хорошо выражается уравнением

$$\Delta\lambda = \frac{0{,}36}{2{,}4 + \xi}.$$

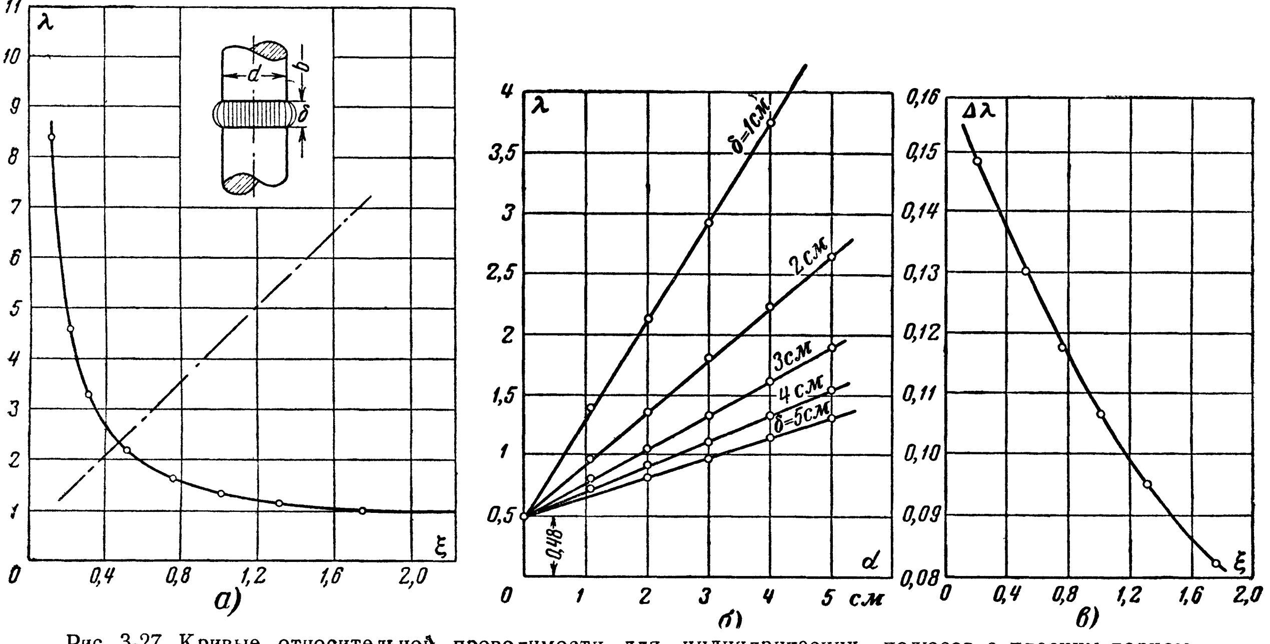


Рис. 3-27. Кривые относительной проводимости для цилиндрических полюсов с плоским торцом.
а — относительная проводимость в функции относительного зазора; *б* — относительная проводимость в функции диаметра полюса; *в* — кривая поправок.

Отсюда получаем:

$$C=0{,}36 \text{ и } D=2{,}4.$$

Таким образом, относительная проводимость зазора, образованного плоскими концами цилиндрических полюсов, может быть выражена уравнением

$$\lambda=\frac{0{,}786}{\xi}+0{,}48+\frac{0{,}36}{2{,}4+\xi}. \qquad (3\text{-}58а)$$

Это уравнение, учитывающее выпучивание с торца полюса, применимо к любым величинам зазоров и полюсам любых размеров. В нем первый член представляет собой проводимость зазора, в котором отсутствует выпучивание.

Второй и третий члены учитывают проводимость выпучивания.

Так как поправка, вносимая третьим членом, весьма мала (рис. 3-27,*в*), при большинстве расчетов можно считать, что относительное значение проводимости выпучивания не зависит от величины относительного зазора ξ, и вместо уравнения (3-58а) пользоваться уравнением

$$\lambda=\frac{0{,}786}{\xi}+0{,}58. \qquad (3\text{-}58б)$$

Для значения проводимости зазора соответственно получаем:

$$G=\mu_0\left(\frac{\pi d^2}{4\delta}+\frac{1{,}51d^2+0{,}48d\delta}{2{,}4d+\delta}\right), \qquad (3\text{-}59а)$$

или упрощенное уравнение

$$G=\mu_0\left(\frac{\pi d^2}{4\delta}+0{,}58d\right). \qquad (3\text{-}59б)$$

Проводимость между торцом цилиндрического полюса и плоскостью G_1 при зазоре между ними $\frac{\delta}{2}$ может быть выражена через проводимость G зазора δ, образованного двумя полюсами:

$$G_1\left(\frac{1}{2}\delta\right)=2G(\delta). \qquad (3\text{-}60)$$

Таким образом, значение проводимости между двумя полюсами равно половине значения проводимости между полюсом и плоскостью, расположенными на уменьшенном вдвое расстоянии.

в) *Проводимость между боковыми поверхностями круглых цилиндрических полюсов.* На рис. 3-28 приведена зависимость $\lambda_\chi = f(\chi)$, полученная экспериментально. Эта зависимость определяет относительную величину проводимости между боковыми поверхностями круглых цилиндрических полюсов на длине x, измеренной вдоль образу-

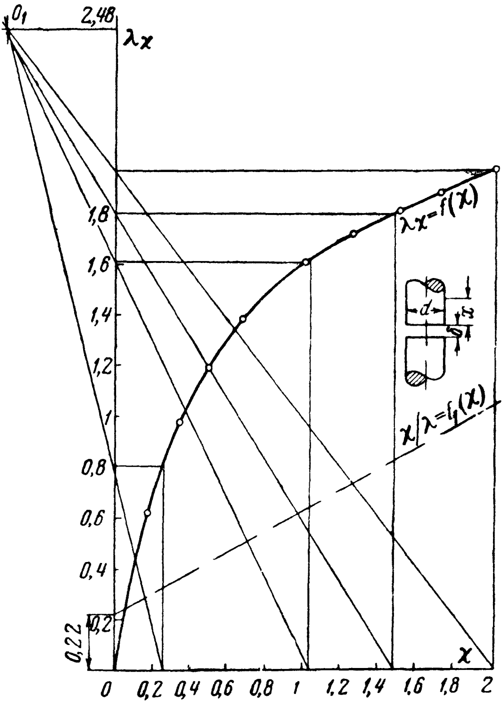


Рис. 3-28. Кривая относительной боковой проводимости цилиндрических полюсов.

ющей. Длина образующей также выражается в относительных единицах:

$$\chi = \frac{x}{d}.$$

Графическое исследование кривой приведенной проводимости показывает, что она представляет собой гиперболу, уравнение которой в осях координат λ_χ и χ будет:

$$\frac{\chi}{\lambda_\chi} = A + B\chi. \qquad (3\text{-}61)$$

Коэффициент B равен обратной величине от значения ординаты начала новой системы координат O_1 в старых осях (рис. 3-28):

$$B = \frac{1}{2,48} = 0,403.$$

Коэффициент A можно получить в виде отрезка на оси ординат, отсекаемого прямой $\frac{\chi}{\lambda} = f_1(\chi)$.

Построив эту прямую (штрих-пунктирная линия на рис. 3-28), находим:

$$A = 0,22.$$

Подставив найденные значения коэффициентов, получаем:

$$\frac{\chi}{\lambda_\chi} = 0,22 + 0,4\chi.$$

Таким образом, аналитическое выражение кривой относительной проводимости между боковыми поверхностями круглых цилиндрических полюсов имеет вид:

$$\lambda_\chi = \frac{\chi}{0,22 + 0,4\chi}, \qquad (3\text{-}62)$$

а сама проводимость:

$$G_\chi = \mu_0 \frac{xd}{0,22\delta + 0,4x}. \qquad (3\text{-}63)$$

г) *Проводимость зазора, образованного плоскими концами квадратных полюсов.* Кривая относительной проводимости для этого случая, полученная экспериментальным путем, приведена на рис. 3-29. Сопоставление кривых относительной проводимости для круглых (рис. 3-27,*а*) и квадратных (рис. 3-29) полюсов позволяет сделать ряд выводов.

В области малых значений относительного зазора $\xi = \frac{\delta}{a}$ кривая относительной проводимости квадратных полюсов идет несколько выше относительной проводимости круглых (как это и должно быть по соотношению площадей). Затем эта разница увеличивается и достигает при $\xi = 0,3$ порядка 65%. Это объясняется тем, что кроме разницы в площадях, начинает сильно сказываться разница в проводимости выпучивания.

Это связано не только с увеличением периметра (при равенстве значений ξ и δ периметр квадратного полюса в $\frac{4}{\pi}$ раза больше, чем круглого), но и с влиянием углов.

Однако разница в периметре и влияние углов по мере увеличения относительной величины зазора начинают сказываться все меньше и меньше.

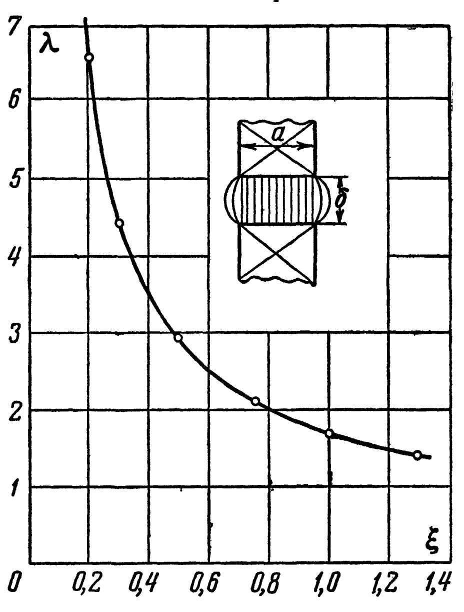


Рис. 3-29. Кривая относительной проводимости квадратных полюсов.

Она влияет на проводимость слоев воздушного промежутка, примыкающих к граням полюса. В средних слоях зазора поле выравнивается и форма трубок магнитной индукции и эквипотенциальных поверхностей приближается к телам вращения, т. е. к случаю круглого полюса, диаметр которого равен стороне квадрата. При больших значениях ξ, когда проводимость в значительной мере определяется выпучиванием, различие относительной проводимости круглых и квадратных полюсов сильно снижается (при $\xi = 1,3$ эта разница составляет 18%). Анализ графика относительной проводимости λ для квадратных полюсов, произведенный подобно тому, как это делалось для цилиндрических полюсов, дает возможность получить выражение для относительной проводимости квадратных полюсов в следующей форме:

$$\lambda = \frac{1}{\xi} + 0,48 + \frac{0,36}{2,4 + \xi} + \frac{0,14}{\ln(1,05 + \xi)}. \qquad (3\text{-}64)$$

Это уравнение применимо к любым величинам зазоров и размеров квадратных полюсов. В нем первый член представляет собой относительную проводимость без учета выпучивания. Второй и третий члены учитывают выпучивание; четвертый учитывает влияние углов, ощутимо

сказывающееся при средних значениях ξ (от 0,1 до 1,3).

Выражение для проводимости будет иметь вид:

$$G=\mu_0\left[\frac{a^2}{\delta}+\frac{1{,}51a^2+0{,}48a\delta}{2{,}4a+\delta}+\frac{0{,}14a}{\ln\left(1{,}05+\frac{\delta}{a}\right)}\right]. \qquad (3\text{-}65)$$

Считая, что относительное значение выпучивания практически не зависит от величины относительного зазора ξ [третий член в уравнении (3-64)], получим:

$$G=\mu_0\left[\frac{a^2}{\delta}+0{,}58a+\frac{0{,}14a}{\ln\left(1{,}05+\frac{\delta}{a}\right)}\right]. \qquad (3\ 66)$$

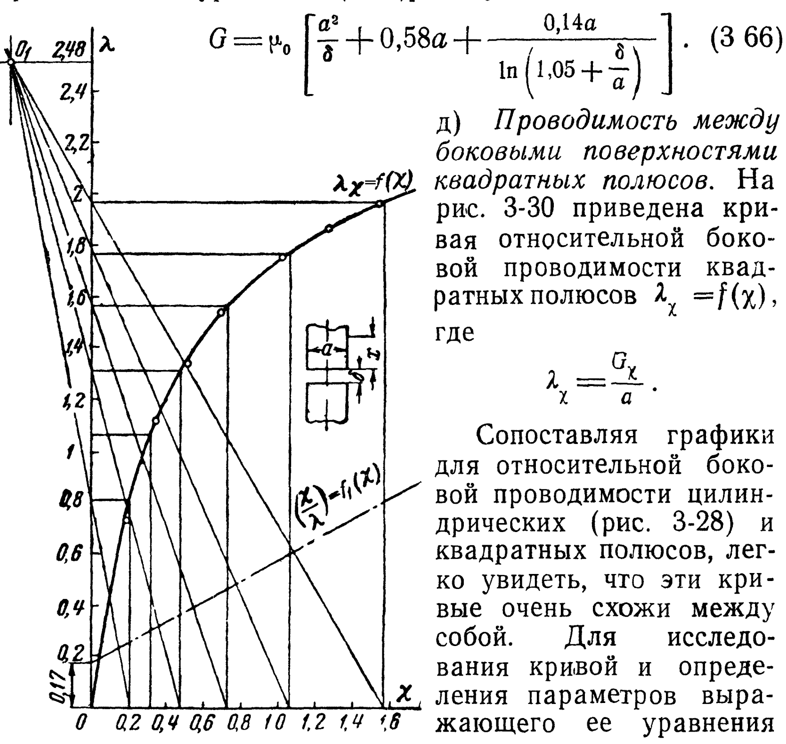


Рис. 3-30. Кривая относительной боковой проводимости квадратных полюсов.

д) *Проводимость между боковыми поверхностями квадратных полюсов.* На рис. 3-30 приведена кривая относительной боковой проводимости квадратных полюсов $\lambda_\chi=f(\chi)$, где

$$\lambda_\chi=\frac{G_\chi}{a}.$$

Сопоставляя графики для относительной боковой проводимости цилиндрических (рис. 3-28) и квадратных полюсов, легко увидеть, что эти кривые очень схожи между собой. Для исследования кривой и определения параметров выражающего ее уравнения можно произвести построения, аналогичные таковым для цилиндрических полюсов.

Тогда для квадратных полюсов получаем $A=0{,}17$ и $B=0{,}4$.

Уравнение, выражающее относительную проводимость для данного случая, будет иметь вид:

$$\lambda_\chi=\frac{\chi}{0{,}17+0{,}4\chi}. \qquad (3\text{-}67)$$

Для вычисления абсолютного значения проводимости имеем выражение:

$$G_\chi = \mu_0 \frac{xa}{0{,}17\delta + 0{,}4x}. \qquad (3\text{-}68)$$

е) *Проводимость зазора, образованного коническими полюсами.* Для случая конических полюсов относительная проводимость является функцией относительного зазора и угла при вершине конуса 2α:

$$\lambda = f(\xi,\ 2\alpha).$$

Экспериментальное значение относительной проводимости λ в функции ξ в виде кривых с параметром 2α, показано на рис. (3-31,*а*). На рис. (3-31,*б*) даны кривые $\lambda = f(2\alpha)$ для разных значений относительного зазора.

Как видно, зависимость $\lambda = f(2\alpha)$ — относительной проводимости от величины угла при вершине конуса имеет достаточно сложный характер. На рис. 3-32,*а* построены для разных значений ξ зависимости $\lambda = f\left(\frac{1}{\sin^2\alpha}\right)$. Они весьма хорошо аппроксимируются прямыми, сходящимися в точке, абсцисса которой равна нулю, а ордината $A = 0{,}75$. Угловые коэффициенты k этих прямых зависят от величины ξ. Таким образом, уравнение относительной проводимости конического зазора должно иметь вид:

$$\lambda = k(\xi)\frac{1}{\sin^2\alpha} + A. \qquad (3\text{-}69)$$

На рис. 3-32,*б* по данным рис. 3-32,*а* построен график зависимости k от $\frac{1}{\xi}$, который хорошо совпадает с прямой

$$k(\xi) = B\left(\frac{1}{\xi} - C\right), \qquad (3\text{-}70)$$

где $B = 0{,}786$, а $C = 0{,}2$.

Подставив значение $k(\xi)$ в уравнение 3-69, получаем:

$$\lambda = B\left(\frac{1}{\xi} - C\right)\frac{1}{\sin^2\alpha} + A,$$

или, раскрыв скобки и учтя числовые значения коэффициентов,

$$\lambda = \frac{0{,}786}{\xi\sin^2\alpha} - \frac{0{,}157}{\sin^2\alpha} + 0{,}75. \qquad (3\text{-}71)$$

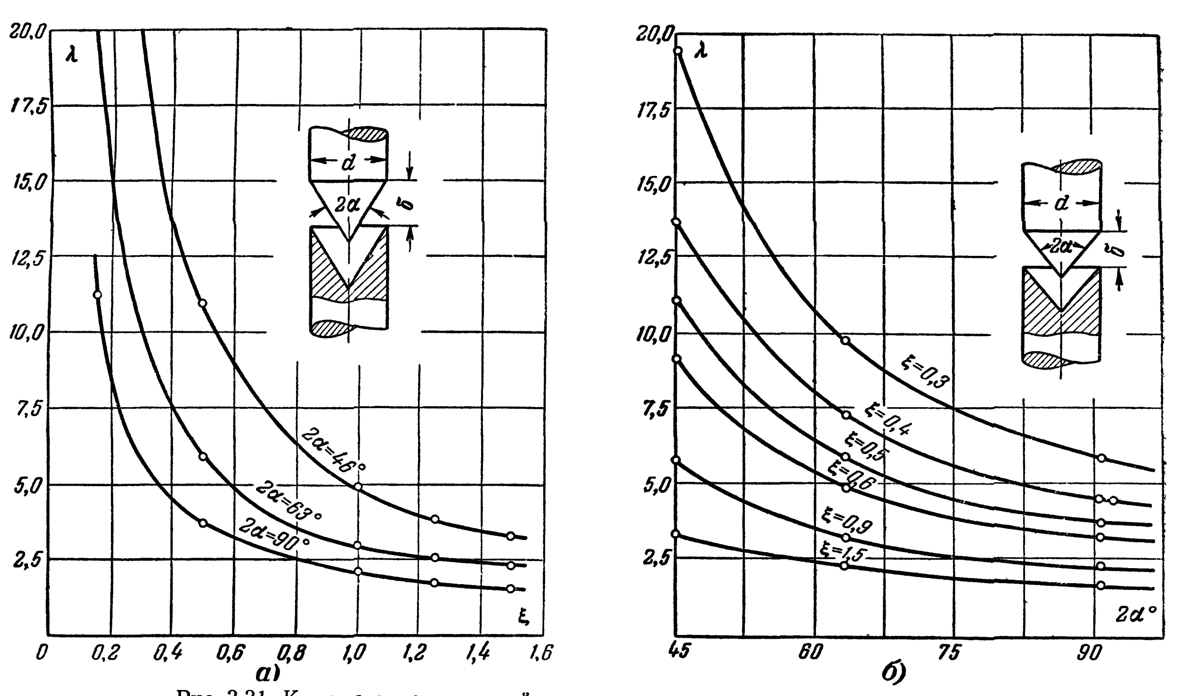


Рис. 3-31. Кривые относительной проводимости для конических полюсов.

а — относительная проводимость в функции относительного зазора; *б* — относительная проводимость в функции угла при вершине конуса.

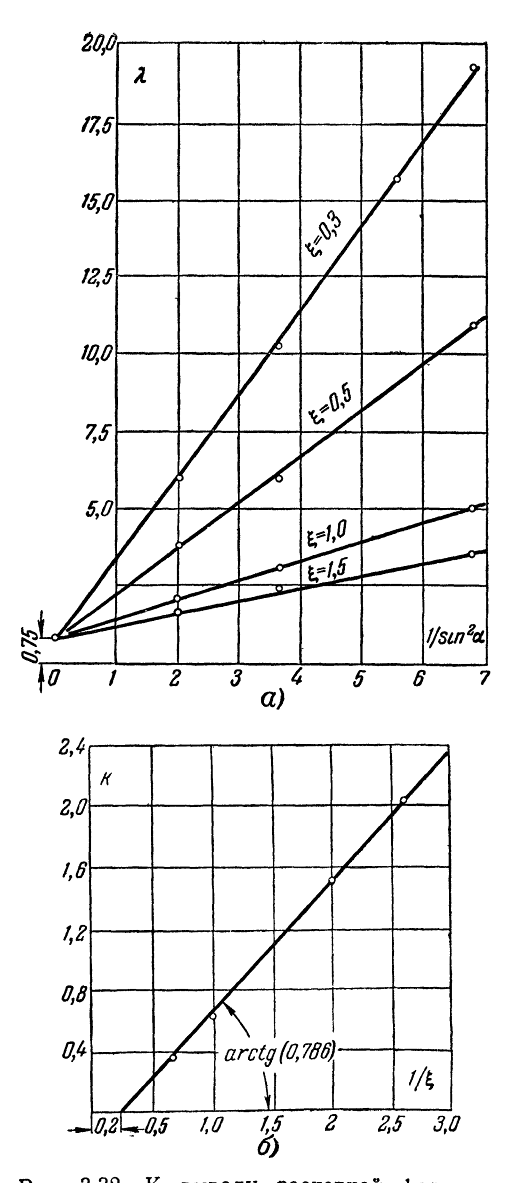


Рис. 3-32. К выводу расчетной формулы для конических полюсов.

а — зависимость относительной проводимости от $\frac{1}{\sin^2 \alpha}$; *б* — значения углового коэффициента в формуле относительной проводимости.

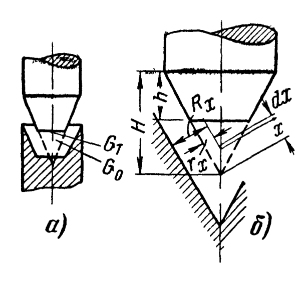


Рис. 3-33. Эскиз к расчету проводимости усеченно-конического зазора.

Первый член может быть интерпретирован, как приведенная проводимость «идеального» конусного зазора — такого зазора, в котором вся поверхность конуса одинаково эффективна в создании проводимости. Второй и третий члены вносят поправку на то, что конические поверхности лишь частично охватывают друг друга, а также на выпучивание линий индукции.

При подстановке в выведенное уравнение $\alpha=90°$ $(2\alpha=180°)$ получаем формулу (3-58б) для проводимости зазора, образованного плоскими концами цилиндрических полюсов.

Переходя к величине проводимости, получим:

$$G=\mu_0\left(\frac{\pi d^2}{4\delta \sin^2\alpha}-\frac{0{,}157d}{\sin^2\alpha}+0{,}75d\right). \tag{3-72}$$

ж) *Проводимость зазора, образованного усеченными коническими полюсами.* Анализ экспериментальных данных [Л. 3-12], по проводимости зазоров между усеченно коническими поверхностями осложняется тем, что относительная проводимость зазоров этой формы зависит не только от величины относительного зазора ξ и угла при вершине конуса (2α), но и от

$$\eta=\frac{h}{H} \tag{3-73}$$

— относительной величины усеченной части конуса (рис. 3-33,*б*). Таким образом, для этого случая

$$\lambda=f\,[\xi,\ 2\alpha,\ \eta].$$

Значения относительной проводимости усеченно-конических зазоров, подсчитанные на основании опытных данных приведены на рис. 3-34.

Для зазора между усеченно-коническими поверхностями зависимость $\lambda=f\left(\frac{1}{\sin^2\alpha}\right)$, приведенная на рис. 3-35, получается уже не прямолинейной, как это имело место для полных конических поверхностей. Рост проводимости по мере уменьшения угла происходит все медленнее и медленнее. Это объясняется тем, что поскольку высота усеченного конуса при всех значениях угла оставалась одной и

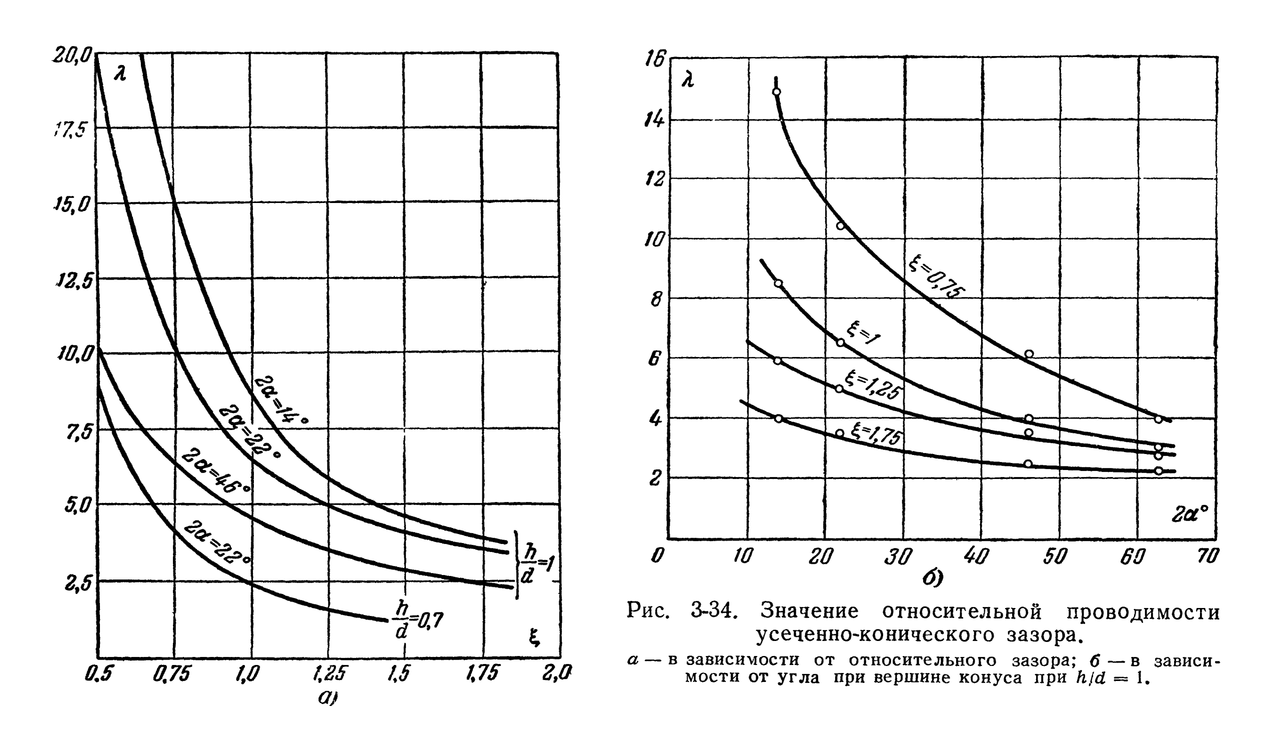


Рис. 3-34. Значение относительной проводимости усеченно-конического зазора.

а — в зависимости от относительного зазора; *б* — в зависимости от угла при вершине конуса при $h/d = 1$.

той же, поверхность увеличивается не пропорционально $\frac{1}{\sin^2\alpha}$, а медленнее. В этом случае боковая поверхность

$$S=\frac{\pi d^2}{4\sin^2\alpha}\left[2\frac{h}{d}\operatorname{tg}\alpha\left(2-2\frac{h}{d}\operatorname{tg}\alpha\right)\right]. \qquad (3\text{-}74)$$

Однако подстановка этого значения боковой поверхности в формулу для проводимости между полюсами с полными коническими поверхностями не может дать правиль-

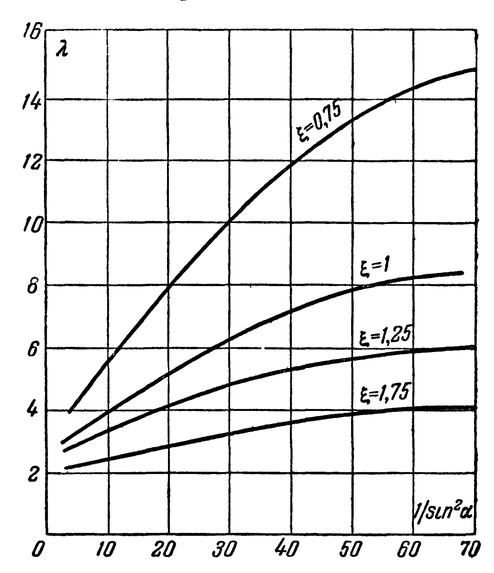


Рис. 3-35. Значение относительной проводимости усеченно-конического зазора в зависимости от $1/\sin^2\alpha$.

ного результата, так как в случае усеченных конических поверхностей отсекается как раз та часть поверхности, которая находится во внутренней части зазора и которая дает существенную долю всей проводимости.

Для случая усеченно-конического зазора (рис. 3-33,*а*) можно записать:

$$G=G_п-G_о+G_т, \qquad (3\text{-}75)$$

где $G_п$ — проводимость зазора, образованного полными коническими поверхностями;

$G_о$ — проводимость с поверхности отсеченной части усеченного конуса;

$G_т$ — проводимость с торца усеченной конической поверхности.

Приняв, что в данном случае линии магнитной индукции перпендикулярны образующим конических поверхностей, проводимость $G_о$ можно определить следующим путем. Проводимость элементарного конического слоя (рис. 3-33,*б*) толщиной dx, находящегося на расстоянии x от вершины,

$$dG_о = \frac{2\pi\, dx}{\ln \frac{R_x}{r_x}}.$$

Так как $R_x = r_x + \delta \sin \alpha$ и $r_x = x \operatorname{tg} \alpha$, получаем:

$$dG_о = \frac{2\pi\, dx}{\ln\left(1 + \frac{\delta}{x} \cos \alpha\right)}.$$

Заменив переменную x на h_x и учтя, что

$$x = (H - h_x)\frac{1}{\cos \alpha}, \text{ а } dx = -dh_x \frac{1}{\cos \alpha},$$

получим:

$$dG_о = \frac{2\pi dh_x}{\cos \alpha \ln\left(1 + \xi \frac{\cos^2 \alpha}{1 - \frac{h_x}{H}}\right)},$$

или

$$dG_о = \frac{\pi d}{\sin \alpha} \cdot \frac{d\eta_x}{\ln\left(1 + \xi \frac{\sin 2\alpha}{1 - \eta_x}\right)}.$$

В этом выражении

$$\eta_x = \frac{h_x}{H}.$$

Таким образом,

$$G_о = \frac{\pi d}{\sin \alpha} \int_0^{\eta} \frac{d\eta_x}{\ln\left(1 + \xi \frac{\sin 2\alpha}{1 - \eta_x}\right)}. \qquad (3\text{-}76)$$

Интеграл можно вычислять графически. С достаточной точностью его можно заменить приближенным выражением и искомую проводимость представить в виде:

$$G_о = \frac{\pi d}{\sin \alpha} \cdot \frac{1 - \eta}{2} \left[\frac{1{,}25\,(0{,}6 - \eta)}{\ln (1 + \xi \sin 2\alpha)} + \frac{1{,}25\,(1 + \eta)}{\ln (1 + 5\xi \sin 2\alpha)}\right]. \qquad (3\text{-}77)$$

При этом результат получается слегка завышенным.

Проводимость торца усеченно-конической поверхности, как показывает опыт [Л. 3-12], достаточно велика, особенно при зазорах δ, близких высоте h усеченного конуса, т. е. когда полюс выходит из углубления. При учете влияния торца в формулу (3-77) вместо действительного значения η, соответствующего действительной высоте h усеченного конуса, будем подставлять фиктивные, увеличенные значения η'. Для тех случаев, когда конический конец одного полюса находится во впадине другого:

$$\eta' = \eta + 0{,}29\,\mathrm{tg}\,(1 - \eta) \text{ при } \xi < \frac{\eta}{\sin 2\alpha}.$$

Для тех случаев, когда конец одного полюса находится вне углубления второго:

$$\eta' = \xi \sin 2\alpha \text{ при } \xi \geqslant \frac{\eta}{\sin 2\alpha}.$$

Наконец,

$$\eta' = 1 \text{ при } \xi > \frac{1}{2\,\mathrm{tg}\,\alpha}.$$

Таким образом, для относительной проводимости зазора, образуемого усеченными коническими поверхностями, получаем следующее уравнение:

$$\lambda = \frac{0{,}786}{\xi \sin^2\alpha} - \frac{0{,}157}{\sin^2\alpha} + 0{,}75 - \frac{1{,}97}{\sin\alpha}(1 - \eta') \times \\ \times \left[\frac{(0{,}6 - \eta')}{\ln(1 + \xi \sin 2\alpha)} + \frac{(1 + \eta')}{\ln(1 + 5\xi \sin 2\alpha)}\right]. \qquad (3\text{-}78)$$

Это уравнение учитывает все факторы, влияющие на проводимость таких зазоров. При подстановке $\eta' = 1$, что соответствует случаю, когда усеченный конус превращается в полный, формула (3-78) преобразуется в формулу (3-71).

Переходя к величине проводимости, получим[1]:

$$G = \mu_0 \left\{\frac{\pi d^2}{4\delta \sin^2\alpha} - \frac{0{,}157 d}{\sin^2\alpha} + 0{,}75 d - \frac{1{,}97 d (1 - \eta')}{\sin\alpha} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{(0{,}6 - \eta')}{\ln\left(1 + \frac{\delta}{d}\sin 2\alpha\right)} + \frac{(1 + \eta')}{\ln\left(1 + 5\frac{\delta}{d}\sin 2\alpha\right)}\right]\right\}. \qquad (3\text{-}79)$$

[1] Упрощенное выражение для проводимости усеченно-конического зазора приведено в гл. 4.

ЛИТЕРАТУРА

3-1. Lehman Th., ETZ 1909, т. 30, стр. 995—1019.

3-2. Allen D. N., Southwell R. V. and Valsey G., Problems Groverned by the Quast-Plan Potential Fguation Proc Roy. Soc., 183, 1944—1945.

3-3. Говорков В. А., Электрические и магнитные поля, Госэнергоиздат, 1956.

3-4. Говорков В. А., Расчет электрических и магнитных полей по методу потенциальной сетки, «Электричество», 1949, № 3.

3-5. Сливинская А. Г., Графический метод определения магнитных проводимостей для полей с осевой симметрией, Труды Московского энергетического института, 1957.

3-6. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949.

3-7. Cramp W., and Golderwood N., The Calculation of Air Space Tlux, J. Just EL. Eng., 1923, vol. 61, Oktober № 323.

3-8 и 3-9. Буль Б. К., К расчету магнитных проводимостей поля вблизи воздушного зазора, «Электричество», 1952, № 7.

3-10. Разумовский Н. Н., Расчет магнитов, «Бюллетень ВЭО», 1930, № 11—14.

3-11. Сливинская А. Г., Исследование магнитных проводимостей воздушных зазоров, имеющих осевую симметрию, диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

3-12. Сливинская А. Г., Исследование магнитных проводимостей зазоров, образованных коническими и усеченно-коническими поверхностями, «Труды Московского энергетического института», вып. XVI, 1956.

3-13. Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ОНТИ, 1935.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СИЛЫ

4-1. Общие замечания

В гл. 1 в результате рассмотрения энергетических преобразований в электромагните было получено выражение для электромагнитной силы F в виде[1]:

$$F = -\frac{d}{ds}\int_0^{\Psi} i\,d\Psi, \qquad (4\text{-}1)$$

или

$$F = \int_0^{i} \frac{d\Psi}{ds}\,di, \qquad (4\text{-}2)$$

где Ψ — полное потокосцепление обмотки электромагнита;
i — ток в его обмотке;
s — координата, характеризующая положение якоря электромагнита.

Оба эти выражения [Л. 4-1] равнозначны и выбор того или иного из них определяется условиями решения конкретной задачи. Путь получения формулы электромагнитной силы на основании рассмотрения энергетического баланса электромагнита является естественным и наиболее общим Однако это не единственная возможность получить выражение для электромагнитной силы Оно может быть также получено на основании рассмотрения поля в ферромагнитных телах и окружающем их простран-

[1] В данной главе рассматриваются статические электромагнитные силы, т е силы, создаваемые электромагнитом при неизменном токе в его обмотке Методы вычисления динамических характеристик разбираются в гл 10

стве, как результата сложения поля, создаваемого внешними источниками, и поля, создаваемого объемными и поверхностными «молекулярными» токами ферромагнетика. Используя такое представление, можно для вывода выражения силы [Л. 4-2] применить формулу Био

$$\mathbf{F} = \int_V [\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}]\, dV,$$

где $\mathbf{j}$ — плотность тока внутри элемента объема dV;

$\mathbf{B}$ — индукция внутри этого объема, создаваемая внешними по отношению к рассматриваемому элементу объема источниками поля;

$\mathbf{F}$ — результирующая сила взаимодействия магнитного поля и токов, находящихся внутри объема V.

Путем ряда преобразований [Л. 4-3] эта формула приводится к формуле Максвелла

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\mu_0} \oint_S \left[(\mathbf{B}\mathbf{n})\, \mathbf{B} - \frac{1}{2} B^2 \mathbf{n} \right] dS, \qquad (4\text{-}3)$$

где $\mathbf{B}$ — вектор индукции на внешней стороне элемента поверхности dS;

$\mathbf{n}$ — единичная внешняя нормаль элемента поверхности S.

Интегрирование ведется по всей поверхности, охватывающей тело, на которое действует сила. Эта формула справедлива для тел с любыми магнитными характеристиками. Если вектор индукции повсюду нормален к поверхности интегрирования, формула Максвелла принимает вид:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2\mu_0} \oint_S B^2 \mathbf{n}\, dS. \qquad (4\text{-}3а)$$

Это справедливо, например, в тех случаях, когда проницаемость рассматриваемого ферромагнитного тела велика.

Как использование формул (4-1) и (4-2), так и применение формулы (4-3) требуют знания распределения поля в электромагните. При точном учете всех особенностей картины поля оба способа должны дать одинаковый результат. Поскольку при технических расчетах неизбежны некоторые упрощения, то естественно, что расчетные значения силы будут получаться с некоторой погрешностью. При этом одни и те же упрощения в картине поля приводят к различным погрешностям при расчете по

энергетическим формулам и по формуле Максвелла. Последнюю, как правило, используют тогда, когда распределение индукции по рассматриваемой поверхности S равномерно, например, когда определяют величину силы притяжения между двумя параллельными поверхностями, находящимися на небольшом расстоянии друг от друга.

В этом случае формула Максвелла еще более упрощается и принимает вид:

$$F=\frac{B^2S}{2\mu_0\cdot 10^7}=\left(\frac{B}{5\,000}\right)^2 S. \qquad (4\text{-}3б)$$

Сила, вычисленная по этой формуле, получается в *кГ*, если B выражено в *гс*, а S — в *см*^{2}.

В остальных случаях, когда нельзя сделать предположения о равномерном распределении потока или когда неизвестен закон его распределения по поверхности якоря, целесообразно использовать формулы для электромагнитной силы, получаемые из энергетических соотношений.

4-2. Влияние отдельных составляющих магнитной энергии в электромагните на величину электромагнитной силы

Как следует из закона сохранения энергии и из рассмотрения энергетического баланса электромагнита, величина электромагнитной силы, действующей на подвижную систему, зависит от изменения запаса магнитной энергии во всех частях магнитного поля электромагнита: в рабочих и паразитных воздушных зазорах, в полях потока рассеяния, в магнитопроводе.

Поэтому в общем случае для того, чтобы пользоваться уравнениями (4-1) или (4-2), необходимо иметь в аналитическом виде характеристику намагничивания электромагнита $\Psi=f(i, s)$, учитывающую как потоки рассеяния, так и сопротивление магнитопровода. Аналитический метод расчета силы электромагнитного притяжения с учетом полного запаса магнитной энергии [Л. 4-1] на основе полученных в гл. 2 выражений дает возможность получить наиболее точные результаты. Однако его применение сопряжено с громоздкими выкладками и большим объемом вычислительной работы.

Часто кривые намагничивания могут быть легче получены в виде графиков. В этом случае среднее значение силы электромагнитного притяжения при небольшом перемещении якоря на величину $\Delta s=s_0-s$ на основании

уравнения (1-9) и рис 4-1 можно определить, как:

$$F_{ср} = \frac{S_{0\,аб}}{\Delta s}, \tag{4-4}$$

где $S_{0\,аб}$ — площадь, ограниченная соответствующими точками на рис. 4-1.

Недостатком графического способа нахождения силы является необходимость производить расчет магнитной цепи для двух смежных положений якоря не только для того значения н. с. обмотки, для которого определяют силу, но и для ряда других меньших значений тока. Последнее в случае насыщенной магнитной цепи сопряжено с достаточно трудоемкой работой. Кроме того, при малом отрезке пути Δs точность вычисления площади $S_{0аб}$ будет невелика, а брать большие промежутки нельзя, так как при этом уравнения (4-4) перестают быть справедливыми

В ряде случаев задача аналитического определения электромагнитной силы, возникающей в электромагните, может быть упрощена путем исключения из рассмотрения энергии магнитного поля некоторых его частей, влияние которых на величину силы незначительно

а) Если поток рассеяния незначителен по сравнению с рабочим потоком, то можно принять, что по всем участкам магнитной цепи, включая воздушные зазоры, проходит одинаковый магнитный поток. Тогда (рис 4-2,*а*) н. с. обмотки (которая при известном количестве витков обмотки w характеризуется током i) можно представить состоящей из двух частей: части, затрачиваемой на проведение потока через воздушные зазоры (составляющая i_δ), и части, связанной с падением магнитного потенциала в магнитопроводе (составляющая $i_м = i - i_\delta$). Изменение полной энергии, связанное с перемещением якоря из положения s_0 в положение s и характеризующее произведенную механическую работу, пропорционально площади $S_{0аб}$. Соответствующее изменение энергии, связанной с воздушными зазорами, будет пропорционально $S_{0а'б'}$, так как прямые $0а'$ и $0б'$ представляют собой характеристики намагничивания воздушных зазоров в положении s_0 и s.

Полная магнитная энергия в начальном положении

$$W_{0а\Psi_1} = \int_0^{\Psi_1} i\,d\Psi = kS_{0а'\Psi_1} + \int_0^{\Psi_1} i_м\,d\Psi.$$

Рис. 4-1. К графическому определению энергии, превращающейся в электромагните в механическую.

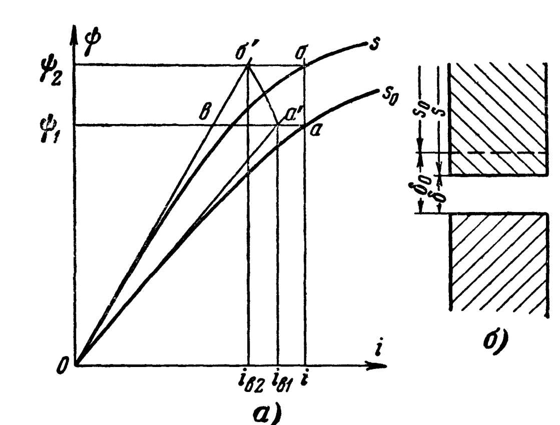


Рис. 4-2. К графическому определению энергии в электромагните, не имеющем потоков рассеяния.

а — график зависимости потокосцепления от тока; *б* — перемещение якоря электромагнита.

Для конечного значения полная магнитная энергия

$$W_{0б\Psi_2} = \int_0^{\Psi_2} i\,d\Psi = kS_{0б'\Psi_2} + \int_0^{\Psi_2} i_м\,d\Psi.$$

Здесь в отличие от предыдущего случая интегрирование идет по кривой s вместо s_0.

Магнитная энергия, поступившая в электромагнит от источника питания в процессе перемещения:

$$W_{\Psi_1 аб\Psi_2} = \int_{\Psi_1}^{\Psi_2} i\,d\Psi = kS_{\Psi_1 а'б'\Psi_2} + \int_{\Psi_1}^{\Psi_2} i_м\,d\Psi,$$

где связь между током и потокосцеплением определяется переходной кривой $а'б'$.

Таким образом, энергия, превратившаяся в механическую в процессе перемещения от s_0 до s:

$$W_F = W_{0а\Psi_1} + W_{\Psi_1 аб\Psi_2} - W_{0б\Psi_2} = W_{Fв} +$$
$$+ \int_0^{\Psi_1} i_м\,d\Psi + \int_{\Psi_1}^{\Psi_2} i_м\,d\Psi - \int_0^{\Psi_2} i_м\,d\Psi.$$

Здесь обозначено:

$$W_{Fв} = k\left(S_{0а'\Psi_1} + S_{\Psi_1 а'б'\Psi_2} - S_{0б'\Psi_2}\right) = kS_{0а'б'}.$$

Для каждой магнитной системы, если считать, что длина пути по магнитопроводу при перемещении якоря не изменяется[1], существует однозначная связь между падением магнитного потенциала в материале магнитопровода и величиной потокосцепления. Тогда

$$\int_0^{\Psi_1} i_м\,d\Psi + \int_{\Psi_1}^{\Psi_2} i_м\,d\Psi = \int_0^{\Psi_2} i_м\,d\Psi,$$

или

$$W_F = W_{Fв} = kS_{0а'б'}.$$

Таким образом, для электромагнитов, в которых поток рассеяния незначителен, при

[1] Это условие не имеет места в электромагнитах с втяжным якорем, для которых дальнейший вывод является лишь приблизительным.

определении электромагнитной силы достаточно ограничиться лишь рассмотрением изменений магнитной энергии, сосредоточенной в воздушных зазорах, оставляя без внимания энергию, сосредоточенную в материале магнитопровода и в поле потока рассеяния.

Запас магнитной энергии в воздушных зазорах в положении s (рис. 4-2), определяемый интегралом (1-6), будет:

$$\int_0^{\Psi_2} i_\delta d\Psi = \frac{1}{2}\Psi_2 i_2 = \frac{1}{2}\Theta_{\delta 2}^2 G_{\delta s},$$

где Θ_2 — н. с., необходимая для проведения через воздушные зазоры магнитного потока, соответствующего потокосцеплению Ψ_2;

$G_{\delta s}$ — магнитная проводимость воздушных зазоров, когда якорь находится в положении s.

Воспользовавшись уравнением (4-1), произведя дифференцирование с учетом замечаний, изложенных в § 1-3, и переходя от перемещения якоря s к величине рабочего воздушного зазора $\delta = (s_0 + \delta_0) - s$ (рис. 4-2, *б*), получаем:

$$F_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \Theta_\delta^2 \frac{dG_\delta}{d\delta} \ [кГ]. \qquad (4\text{-}5)$$

Здесь Θ_δ — в *а* и G_δ — в *мкс/а* берутся для того положения, для которого находится сила.

Для систем, в которых якорь совершает не поступательное, а вращательное движение, уравнение (4-5) удобнее представить в форме вращающего момента:

$$M_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \Theta_\delta^2 \frac{dG_\delta}{d\varphi} \ [кГ \cdot см]. \qquad (4\text{-}5а)$$

Во многих случаях величина потока рассеяния будет соизмерима с рабочим потоком и с его влиянием на величину силы приходится считаться особенно тогда, когда при перемещении якоря происходит непосредственное изменение проводимости пути потока рассеяния. При этом применение уравнений (4-5) и (4-5а) не может дать удовлетворительного результата.

б) В большинстве случаев правильно сконструированных электромагнитов падение магнитного потенциала

в магнитопроводе вплоть до относительно малых зазоров невелико по сравнению с н. с., теряющейся в последних. Поэтому влияние энергии, сосредоточенной в магнитопроводе, на величину электромагнитной силы обычно также незначительно и его можно не учитывать.

Принимая во внимание это допущение для электромагнита с внешним притягивающимся якорем на основании уравнений (2-53) и (2-61) магнитный поток в сечении x будет:

$$\Phi_x = \nu_\delta S_c \theta_н \left[1 + \frac{g_s}{G_н} \cdot \frac{x}{2} \left(2 - \frac{x}{l_{с.р}} \right) \right]. \qquad (4\text{-}6)$$

Здесь величина

$$\theta_н = \theta \frac{(k_3 + k_1) - \sqrt{(k_3 + k_1)^2 - 4k_2k_3}}{2k_2} \qquad (4\text{-}7)$$

представляет собой удельную н. с. обмотки, затрачиваемую на проведение магнитного потока через воздушные зазоры с проводимостью $G_н$. Согласно сказанному выше $\theta_н$ принимается в каждой рассматриваемой точке, не зависящей от изменения величины зазора и тока в обмотке. Из этих же соображений не учитывается влияние падения магнитного потенциала в магнитопроводе на величину потока рассеивания.

Потокосцепление обмотки электромагнита на участке x будет:

$$\Psi_x = \int_0^x \Phi_x \frac{w}{l_c} dx,$$

где w — полное число витков обмотки электромагнита;

l_c — длина сердечника (принято, что обмотка равномерно распределена по его длине).

Подставив значение Φ_x из уравнения (4-6) и проинтегрировав, находим:

$$\Psi_x = \nu_\delta S_c \theta_н \frac{w}{l_c} \left[x + \frac{g_s}{G_н} \cdot \frac{x^2}{2} \left(1 - \frac{x}{3l_{с.р}} \right) \right]. \qquad (4\text{-}8)$$

Принимая во внимание значение ν_δ для потокосцепления всей обмотки электромагнита, получаем:

$$\Psi_l = \theta_н l_{с.р} \left(G_н + \frac{g_s l_{с.р}}{3} \right) w. \qquad (4\text{-}9)$$

При выводе этого выражения для упрощения принято:

$$\frac{l_c}{2}\left(1-\frac{l_c}{3l_{c.p}}\right)\approx\frac{1}{3}\,l_{c.p}.$$

Продифференцировав по рабочему зазору

$$\frac{d\Psi_l}{d\delta}=\theta_н w\left[\frac{dG_н}{d\delta}l_{c.p}+\left(G_н+\frac{2g_s l_{c.p}}{3}\right)\frac{dl_{c.p}}{d\delta}\right]$$

и подставив в уравнение (4-2), получаем:

$$F_э=\frac{l_c}{w}\int\limits_0^{\theta_н}\theta_н w\left[\frac{dG_н}{d\delta}l_{c.p}+\left(G_н+\frac{2g_s l_{c.p}}{3}\right)\cdot\frac{dl_{c.p}}{d\delta}\right]d\theta_н.$$

Отсюда

$$F_э=5{,}1\cdot10^{-8}\,\theta_н^2\,l_c l_{c.p}\left[\frac{dG_н}{d\delta}+\frac{1}{l_{c.p}}\left(G_н+\frac{2g_s\,l_{c.p}}{3}\right)\frac{dl_{c.p}}{d\delta}\right].\qquad(4\text{-}10)$$

Расчетная длина сердечника $l_{c\,p}$ определяется из уравнения (2-59), которое, если пренебречь влиянием сопротивления материала магнитопровода, тождественно уравнению (2-33).

Полученное уравнение, являющееся более общим, чем обычно рекомендуемое для практических расчетов уравнение (4-5), более полно учитывает энергию, запасенную в магнитном поле электромагнита и ее преобразования при перемещении якоря. Поэтому использование уравнения (4-10) дает возможность получить более точный результат. Оно показывает, что с и л а э л е к т р о м а г н и т н о г о п р и т я ж е н и я в п е р в у ю о ч е р е д ь о п р е д е л я е т с я в е л и ч и н о й $\left(\frac{dG_н}{d\delta}+\frac{G_н}{l_{c.p}}\cdot\frac{dl_{c.p}}{d\delta}\right)$, х а р а к т е р и з у ю щ е й н е т о л ь к о в о з д у ш н ы е з а з о р ы, с в я з а н н ы е с я к о р е м, н о и я д р о э л е к т р о м а г н и т а в ц е л о м (см. § 2-8). Это обстоятельство, которое обычно не учитывается, — весьма существенно, особенно при сравнительно малых рабочих зазорах и наличии паразитного зазора у основания сердечника.

Как видно, е с л и м а г н и т о п р о в о д н а с ы щ е н, т о д л я р а с с м а т р и в а е м о г о т и п а э л е к т р о м а г н и т а п о т о к и р а с с е я н и я в л и я ю т н а в е л и ч и н у с и л ы л и ш ь п о с т о л ь к у, п о с к о л ь к у $\frac{dl_{c.p}}{d\delta}$ о т л и ч а е т с я

от нуля, т. е. только в случае наличия паразитного зазора у основания сердечника. Принимая во внимание, что $\frac{dG_н}{d\delta}$ и $\frac{dl_{с.р}}{d\delta}$ имеют различные знаки, потоки рассеяния в данном случае снижают величину полезной силы.

Для систем, в которых якорь совершает не поступательное, а вращательное движение, удобнее пользоваться уравнением:

$$M_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \theta_н^2 \, l_с l_{с.р} \left[\frac{dG_н}{d\varphi} + \frac{1}{l_{с.р}} \left(G_н + \frac{2g_s l_{с.р}}{3} \right) \frac{dl_{с.р}}{d\varphi} \right]. \quad (4\text{-}10а)$$

Для электромагнита с внешним якорем, расположенным вдоль образующей катушки, следует учесть, что при перемещении якоря изменяется также величина удельной проводимости рассеяния. Тогда, повторяя вывод, можно получить:

$$F_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \theta_н^2 \, l_с l_{с.р} \times$$

$$\times \left[\frac{dG_н}{d\delta} + \frac{dg_s}{d\delta} \cdot \frac{l_{с.р}}{3} + \frac{1}{l_{с.р}} \left(G_н + \frac{2g_s l_{с.р}}{3} \right) \frac{dl_{с.р}}{d\delta} \right], \quad (4\text{-}11)$$

или

$$M_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \theta_н^2 \, l_с l_{с.р} \times$$

$$\times \left[\frac{dG_н}{d\varphi} + \frac{dg_s}{d\varphi} \cdot \frac{l_{с.р}}{3} + \frac{1}{l_{с.р}} \left(G_н + \frac{2g_s l_{с.р}}{3} \right) \frac{dl_{с.р}}{d\varphi} \right]. \quad (4\text{-}11а)$$

В электромагните с втягивающимся якорем потоки рассеяния имеют различное выражение для участка подвижного сердечника, воздушного зазора и неподвижного сердечника.

Используя уравнения (2-61) и (2-67), с учетом принятых допущений находим, что полная величина потокосцепления обмотки в этом случае будет выражаться уравнением:

$$\Psi_{l_к} = \theta_\delta l_{к.р} \left(G_\delta + g_s \frac{l_{я.р}^3 + l_{с.р}^3}{3 l_к l_{к.р}} \right). \quad (4\text{-}12)$$

Дифференцируя по величине рабочего зазора, получаем:

$$\frac{d\Psi_{l_к}}{d\delta} = \theta_\delta w \left[\frac{dG_\delta}{d\delta} l_{к.р} + G_\delta \frac{dl_{к.р}}{d\delta} + \frac{g_s}{l_к} \times \right.$$

$$\left. \times \left(l_{я.р}^2 \frac{dl_{я.р}}{d\delta} + l_{с.р}^2 \frac{dl_{с.р}}{d\delta} \right) \right].$$

В большинстве случаев с паразитным зазором у основания неподвижного сердечника практически можно не считаться. Тогда

$$\frac{dl_{с.р}}{d\delta}=0 \text{ и } \frac{dl_{к.р}}{d\delta}=1+\frac{dl_{я.р}}{d\delta}. \qquad (4\text{-}13)$$

Учитывая эти выражения, производная от потокосцепления принимает вид:

$$\frac{d\Psi_{l_к}}{d\delta}=\theta_\delta w\left[\frac{dG_\delta}{d\delta}\, l_{к.р}+G_\delta\left(1+\frac{dl_{я.р}}{d\delta}\right)+\frac{g_s}{l_к}\, l^2_{я.р}\frac{dl_{я.р}}{d\delta}\right].$$

В этом случае изменение величины $l_{я р}$ будет определяться как влиянием паразитного зазора, так и увеличением активной длины $l_я$ подвижного сердечника за счет втягивания его в катушку. Влияние этих двух факторов противоположно друг другу. При больших зазорах будет превалировать увеличение активной длины сердечника за счет его втягивания; при малых зазорах будет больше влиять паразитный зазор.

Таким образом, для случая электромагнита с втягивающимся сердечником величина силы электромагнитного притяжения будет выражаться уравнением:

$$F_э=5{,}1\cdot 10^{-8}\theta_\delta^2\, l_к l_{к.р}\times$$

$$\times\left[\frac{dG_\delta}{d\delta}+\frac{G_\delta}{l_{к.р}}+\frac{1}{l_{к.р}}\left(G_\delta+\frac{g_s l^2_{я.р}}{l_к}\right)\frac{dl_{я.р}}{d\delta}\right]. \qquad (4\text{-}14)$$

К этому уравнению относится все сказанное относительно выражения (4-10).

4-3. Формулы электромагнитной силы для некоторых форм зазоров

Выведенные общие уравнения электромагнитной силы для типовых магнитных систем показывают, что основной составляющей в них все же является сила, возникающая в связи с изменением проводимости рабочего воздушного зазора. В некоторых случаях практических расчетов бывает достаточным ограничиться вычислением только этой составляющей. Поэтому целесообразно рассмотреть выражения, определяющие силу, связанную с изменениями проводимости рабочего зазора для наиболее характерных форм этих зазоров В качестве общего выражения иско-

мой силы можно использовать уравнение (4-5) или (4-5а).

Используя соответствующие формулы гл. 3, выражающие магнитную проводимость рассматриваемых воздушных зазоров, для каждой конкретной формы зазора формулы силы могут быть видоизменены и приведены к наиболее удобному для их использования виду.

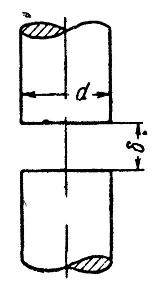


Рис. 4-3. К определению силы притяжения между цилиндрическими полюсами с плоскими торцами.

1. Сила притяжения между цилиндрическими полюсами с плоскими торцами (рис. 4-3). Выражение для проводимости воздушного зазора в этом случае будет (3-59б):

$$G_\delta = 1{,}256\left(\frac{\pi d^2}{4\delta} + 0{,}58d\right).$$

Дифференцируя это выражение по зазору, получаем:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -\,1{,}256\,\frac{\pi d^2}{4\delta^2}. \qquad (4\text{-}15)$$

Знак минус перед производной показывает, что проводимость увеличивается при уменьшении воздушного зазора.

После подстановки в уравнение (4-5) находим, что сила электромагнитного притяжения в этом случае будет выражаться формулой:

$$F_э = -\,6{,}4\cdot 10^{-8}\Theta_\delta^2\,\frac{\pi d^2}{4\delta^2}. \qquad (4\text{-}16)$$

Знак минус перед выражением силы показывает, что она направлена в сторону, соответствующую уменьшению зазора δ.

Во многих случаях удобно бывает иметь связь между силой притяжения и магнитной индукцией в рассматриваемом полюсе.

Величина магнитного потока, проходящего через воздушный зазор:

$$\Phi_\delta = 1{,}256\Theta_\delta\left(\frac{\pi d^2}{4\delta} + 0{,}58d\right)$$

и индукция в сечении полюса $S_п = \frac{\pi d^2}{4}$, примыкающем к воздушному зазору:

$$B_п = 1{,}256\Theta_\delta\left(\frac{1}{\delta} + \frac{0{,}74}{d}\right).$$

Выразив отсюда н. с. и подставив в уравнение силы электромагнитного притяжения, находим:

$$F_э = -4{,}06 \cdot 10^{-8} B_п^2 \frac{S_п}{\left(1 + 0{,}74 \frac{\delta}{d}\right)^2} \qquad (4\text{-}17)$$

2. Сила притяжения между цилиндрическим полюсом и расположенным параллельно ему якорем (рис. 4-4). Считая, что поверхность якоря перекрывает полюс, проводимость можно выразить формулой:

$$G_\delta = 1{,}256\left(\frac{\pi d^2}{4\delta} + 1{,}16d\right),$$

где d — диаметр полюса.

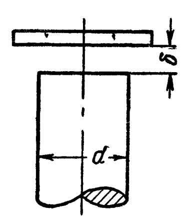


Рис. 4-4. К определению силы притяжения между цилиндрическим полюсом и расположенным параллельно ему якорем.

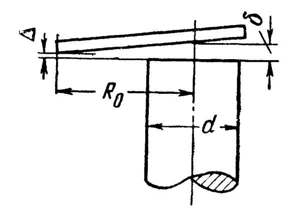


Рис. 4-5. К определению силы притяжения между цилиндрическим полюсом и расположенным под углом якорем.

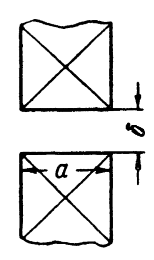


Рис. 4-6. К определению силы притяжения между квадратными призматическими полюсами с плоскими концами.

Производная проводимости в этом случае будет иметь такой же вид, как и в предыдущем:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -1{,}256 \frac{\pi d^2}{4\delta^2}. \qquad (4\text{-}18)$$

Учитывая это, выражение для силы электромагнитного притяжения через н. с. и производную проводимости получаем:

$$F_э = -6{,}4 \cdot 10^{-8} \Theta_\delta^2 \frac{\pi d^2}{4\delta}. \qquad (4\text{-}19)$$

Магнитный поток, проходящий через воздушный зазор, в данном случае выразится, как:

$$\Phi_\delta = 1{,}256\Theta_\delta\left(\frac{\pi d^2}{4\delta} + 1{,}16d\right),$$

и индукция в сечении полюса $S_п = \frac{\pi d^2}{4}$, примыкающем к воздушному зазору:

$$B_п = 1{,}256\Theta_\delta\left(\frac{1}{\delta} + \frac{1{,}48}{d}\right).$$

Выразив отсюда н. с. и подставив в уравнение силы электромагнитного притяжения, получаем.

$$F_э = -4{,}06\cdot 10^{-8} B_п^2 \frac{S_п}{\left(1 + 1{,}48\frac{\delta}{d}\right)^2}. \qquad (4\text{-}20)$$

3. Сила притяжения между цилиндрическим полюсом и расположенным под углом якорем (рис. 4-5). Считая, что поверхность якоря перекрывает полюс, проводимость можно выразить формулой:

$$G_\delta = 1{,}256\left(\frac{\pi d^2}{4\delta}\varkappa_1 + 1{,}16d\right),$$

где d — диаметр полюса, а значения коэффициента $\varkappa_1$ приведены на графике рис. 3-23. Поступая аналогично предыдущим случаям, получаем следующие расчетные формулы:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -1{,}256\frac{\pi d^2}{4\delta^2}\varkappa_1; \qquad (4\text{-}21)$$

$$F_э = -6{,}4\cdot 10^{-8}\Theta_\delta^2\frac{\pi d^2}{4\delta^2}\varkappa_1; \qquad (4\text{-}22)$$

$$F_э = -4{,}06\cdot 10^{-8} B_п^2 \frac{S_п\varkappa_1}{\left(k_1 + 1{,}48\frac{\delta}{d}\right)^2}. \qquad (4\text{-}23)$$

4. Сила притяжения между квадратными призматическими полюсами с плоскими концами (рис. 4-6). Проводимость зазора для этого случая определяется уравнением:

$$G_\delta = 1{,}256\left[\frac{a^2}{\delta} + 0{,}58a + \frac{0{,}14a}{\ln\left(1{,}05 + \frac{\delta}{d}\right)}\right]. \qquad (4\text{-}24)$$

Дифференцируя и упрощая полученный результат, находим для производной проводимости следующее выражение:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -1{,}35\frac{a^2}{\delta^2}. \qquad (4\text{-}25)$$

Здесь составляющая производной от третьего члена формулы проводимости отражена путем увеличения результата на 8%. Погрешность при этом не превосходит $\pm(3-5)\%$ по сравнению с более точным выражением.

Учитывая, что $S_п = a^2$, аналогично предыдущим случаям находим:

$$F_э = -4{,}06 \cdot 10^{-8} B_п^2 \frac{a^2}{\left\{1 + \frac{\delta}{a}\left[0{,}58 + \frac{0{,}14}{\ln\left(1{,}05 + \frac{\delta}{a}\right)}\right]\right\}^2}. \qquad (4\text{-}26)$$

5. Сила притяжения между призматическим полюсом и расположенным под углом якорем (рис. 4-7). В этом случае, считая, как и в предыдущих, что поверхность якоря перекрывает полюс, проводимость воздушного зазора выражается формулой:

$$G_\delta = 1{,}256\left[\frac{ab}{\delta}\varkappa_2 + 0{,}58(a+b)\right],$$

где второй член в квадратных скобках учитывает выпучивание.

Здесь a и b размеры полюса, а коэффициент $\varkappa_2$ дан в виде графика на рис. 3-25.

Продифференцировав, находим производную проводимости:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -1{,}256\frac{ab}{\delta^2}\varkappa_2. \qquad (4\text{-}27)$$

С учетом найденного выражения производной уравнение для силы электромагнитного притяжения, выраженной через намагничивающую силу в воздушном зазоре, принимает вид:

$$F_э = -6{,}4 \cdot 10^{-8}\Theta_\delta^2 \frac{ab}{\delta^2}\varkappa_2. \qquad (4\text{-}28)$$

Так как площадь полюса $S_п = ab$, то значение силы $F_э$ через индукцию $B_п$ выразится уравнением:

$$F_э = -4{,}06 \cdot 10^{-8} \cdot B_п^2 \frac{ab\varkappa_2}{\left[\varkappa_2 + 0{,}58\frac{(a+b)\delta}{ab}\right]^2}. \qquad (4\text{-}29)$$

6. Сила притяжения между цилиндрическими полюсами, образующими зазор конической формы (рис. 4-8).

Проводимость зазора, образованного полюсами, концы которых имеют форму у одного полюса внешнего, а у дру-

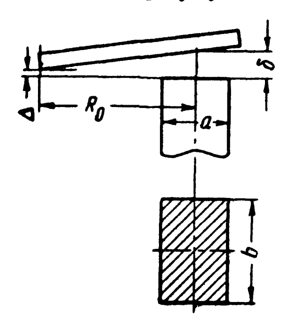


Рис. 4-7. К определению силы притяжения между призматическим полюсом и расположенным под углом якорем.

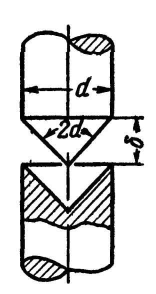


Рис. 4-8. К определению силы притяжения между цилиндрическими полюсами, образующими зазор конической формы.

гого внутреннего конуса, определяется уравнением (3-72):

$$G_\delta = 1,256 \left[\frac{\pi}{4} d^2 \frac{1}{\delta \sin^2 \alpha} - \left(\frac{0,157}{\sin^2 \alpha} - 0,75 \right) d \right].$$

Производная от этого выражения имеет вид:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -1,256 \frac{\pi d^2}{4\delta^2 \sin^2 \alpha}.$$

После подстановки этого выражения в уравнение силы получим для данного случая:

$$F_э = -6,4 \cdot 10^{-8} \Theta_\delta^2 \frac{\pi d^2}{4\delta^2 \sin^2 \alpha}. \qquad (4\text{-}30)$$

Индукция в сечении полюса $S_п = \frac{\pi d^2}{4}$, примыкающего к конической части, будет:

$$B_п = 1,256 \Theta_\delta \left[\frac{1}{\delta \sin^2 \alpha} - \left(\frac{0,2}{\sin^2 \alpha} - 0,95 \right) \frac{1}{d} \right]. \qquad (4\text{-}31)$$

С учетом полученного выражения формула для силы примет следующий вид:

$$F_э = -4{,}06 \cdot 10^{-8} B_п^2 \frac{\frac{\pi d^2}{4}}{\left[\frac{1}{\sin\alpha} - \left(\frac{0{,}2}{\sin\alpha} - 0{,}95\sin\alpha\right)\frac{\delta}{d}\right]^2}. \qquad (4\text{-}32)$$

7. Сила притяжения между цилиндрическими полюсами, образующими зазор усеченно-конической формы (рис. 4-9).

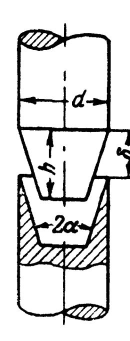


Рис. 4-9. К определению силы притяжения между цилиндрическими полюсами, образующими зазор усеченно-конической формы.

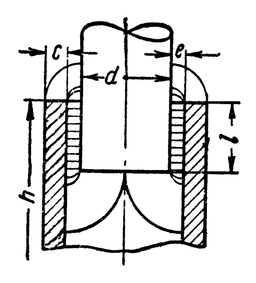


Рис. 4-10. К определению силы, действующей на цилиндрический полюс, помещенный в цилиндрическое отверстие.

Проводимость для этого случая выражается формулой (3-79). Если с целью упрощения заменить значение логарифма через первый член его разложения в ряд $\left(\text{для } x > \frac{1}{2}\right)$

$$\ln x = \frac{x-1}{x} + \frac{(x-1)^2}{2x^2} + \ldots,$$

то формула проводимости для зазора усеченно-конической формы примет вид:

$$G_\delta = 1{,}256 \left\{ \frac{\pi d^2}{4\delta \sin^2\alpha} \left[1 - \frac{(1-\eta')\left(1-\eta'+2\frac{\delta}{d}\sin 2\alpha\right)}{\cos\alpha}\right] - \left(\frac{0{,}157}{\sin^2\alpha} - 0{,}75\right) d \right\}, \qquad (4\text{-}33)$$

где $\eta' = f\left(\frac{\delta}{d}, 2\alpha\right)$ (см. главу третью).

Производная проводимости по зазору в этом случае будет:

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} = -1{,}256 \frac{\pi d^2}{4\delta^2 \sin^2 \alpha} \left[1 - \frac{(1-\eta')(1-\eta'+2\sin 2\alpha)}{\cos \alpha}\right]. \quad (4\text{-}34)$$

Используя это уравнение, получаем следующие выражения для силы электромагнитного притяжения:

$$F_э = -6{,}4 \cdot 10^{-8} \Theta_\delta^2 \frac{\pi d^2}{4\delta^2 \sin^2 \alpha} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{(1-\eta')\left(1-\eta'+2\frac{\delta}{d}\sin 2\alpha\right)}{\cos \alpha}\right] \quad (4\text{-}35)$$

и

$$F_э = -4{,}06 \cdot 10^{-8} B_п^2 S_п \times$$

$$\times \frac{\left[1 - \frac{(1-\eta')\left(1-\eta'+2\frac{\delta}{d}\sin \alpha\right)}{\cos \alpha}\right]}{\left\{\frac{1}{\sin \alpha}\left[1 - \frac{(1-\eta')\left(1-\eta'+2\frac{\delta}{d}\sin 2\alpha\right)}{\cos \alpha}\right] - \left(\frac{0{,}2}{\sin^2 \alpha} - 0{,}95\right)\frac{\delta}{d}\sin \alpha\right\}^2} \quad (4\text{-}36)$$

8. А к с и а л ь н а я с и л а, д е й с т в у ю щ а я н а ц и л и н д р и ч е с к и й я к о р ь, н а х о д я щ и й с я в ц и л и н д р и ч е с к о м о т в е р с т и и (рис. 4-10).

В рассматриваемом случае, как видно из рисунка, основная часть магнитного потока проходит между боковыми поверхностями цилиндрического полюса и охватывающей его цилиндрической оболочки. Небольшая часть магнитного потока проходит по путям выпучивания из боковой поверхности полюса в торцовую поверхность оболочки и с торца полюса в боковую поверхность оболочки.

Если полюс расположен по отношению к отверстию оболочки концентрично, то из-за симметрии такого расположения суммарная радиальная сила, действующая на полюс, равна нулю.

При перемещении в осевом направлении проводимость воздушного зазора между полюсом и оболочкой изменяется и, следовательно, на полюс действует сила, направленная вдоль оси.

Проводимость воздушного зазора в рассматриваемом случае определяется уравнением:

$$G_e = 1{,}256\left[\frac{\pi(d+e)l}{e} + A\right],$$

где

$$A = \left[3{,}3(d+e) + \frac{4[d+2\sqrt{e(c+e)}]}{\frac{2e}{c}+1} + \right.$$

$$\left. + \frac{4[d+2e-2\sqrt{e(c+e)}]}{\frac{4e}{d}+1}\right]$$

— величина, не зависящая от глубины погружения l если $0 < l < h$.

При этом условии оказывается постоянной и производная проводимости G_e по l:

$$\frac{dG_e}{dl} = 1{,}256\,\frac{\pi(d+e)}{e}. \qquad (4\text{-}37)$$

Положительный знак производной показывает, что проводимость увеличивается при увеличении l. Во всех предыдущих случаях мы имели увеличение проводимости при уменьшении зазора δ, по которому производилось дифференцирование.

Сила, с которой полюс стремится втянуться в зазор, будет определяться формулой:

$$F_э = 6{,}4\cdot 10^{-8}\Theta_e^2\,\frac{\pi(d+e)}{e}. \qquad (4\text{-}38)$$

Таким образом, в данном случае сила неизменна по величине и направлена в сторону увеличения l, о чем говорит ее положительное значение.

Выражая силу через индукцию в полюсе, получаем:

$$F_э = 4{,}06\cdot 10^{-8} B_п^2\,\frac{\pi d^2}{4}\times$$

$$\times\frac{ed^2}{4(d+e)l^2\left[1+\frac{Ae}{\pi(d+e)l}\right]^2}. \qquad (4\text{-}39)$$

В том случае, когда полюс не погружен в отверстие, а находится вблизи него, как показано на рис. 3-16,*б* или их расположение соответствует рис. 3-16,*в*, формулы для

силы могут быть получены аналогичным путем, если использовать для выражения проводимости уравнения (3-28) и (3-29).

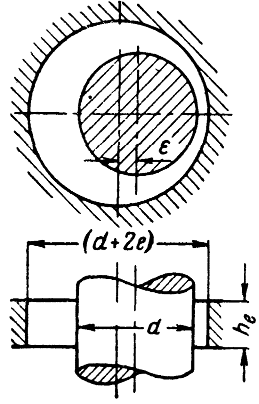


Рис. 4-11. К определению радиальной силы, действующей на эксцентрично расположенный полюс.

9. Радиальная сила, действующая на цилиндрический полюс, расположенный эксцентрично в оболочке с круглым отверстием (рис. 4-11).

При эксцентричном расположении цилиндрического полюса в круглом отверстии поле становится неравномерным и возникает радиальная сила одностороннего притяжения.

Для определения этой силы воспользуемся выражением проводимости, указанным в табл. 3-1 [формула (4)]. В преобразованном виде оно будет:

$$G_e = 1{,}256 \frac{2\pi h_e}{\ln\left[1 + a\left(1 + \sqrt{\frac{2}{a} + 1}\right)\right]}, \tag{4-40}$$

где

$$a = 2\frac{e^2 - \varepsilon^2}{d^2}.$$

Рассматриваемый случай представляет практический интерес для определения силы одностороннего притяжения в паразитном зазоре электромагнитов с втягивающимся якорем. В этом случае величина $a \ll 1$. С учетом этого формула проводимости может быть упрощена и примет вид:

$$G_e = 1{,}256 \frac{\pi d h_e}{\sqrt{e^2 - \varepsilon^2}}. \tag{4-41}$$

Здесь принято:

$$\ln\left[1 + a\left(1 + \sqrt{\frac{2}{a} + 1}\right)\right] = \ln(1 + \sqrt{2a}) = \sqrt{2a}.$$

Производная проводимости по величине эксцентриситета равна:

$$\frac{dG_e}{d\varepsilon} = 1{,}256 \frac{\pi d h_e}{\sqrt{e^2 - \varepsilon^2}} \frac{\varepsilon}{e^2 - \varepsilon^2}. \tag{4-42}$$

Таким образом, сила одностороннего притяжения, возникающая вследствие наличия эксцентриситета, будет:

$$F_э = 6,4 \cdot 10^{-8} \Theta_e^2 \frac{\pi d h_e}{\sqrt{e^2 - \varepsilon^2}} \cdot \frac{\varepsilon}{e^2 - \varepsilon^2}. \qquad (4\text{-}43)$$

Положительный знак в формуле силы указывает на то, что сила действует в сторону увеличения эксцентриситета.

Выражая электромагнитную силу через индукцию в полюсе, получаем:

$$F_э = 4,06 \cdot 10^{-8} B_п^2 \frac{\pi d^2}{4} \frac{d\varepsilon}{4h_e \sqrt{e^2 - \varepsilon^2}}. \qquad (4\text{-}44)$$

10. Сила, действующая на поперечно движущийся прямоугольный якорь (рис. 4-12).

Если, как показано на рис. 4-12, магнитный поток проходит из одного полюсного наконечника в другой через

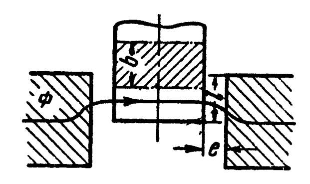


Рис. 4-12. К определению силы, действующей на поперечно движущийся прямоугольный якорь.

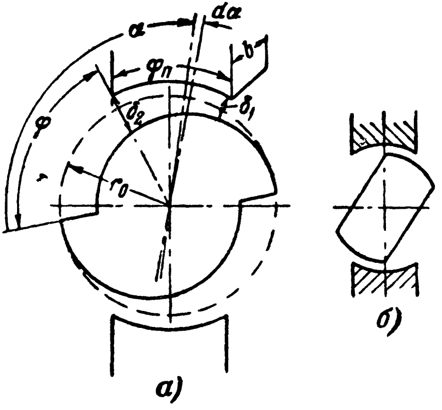


Рис. 4-13. К определению вращающего момента, действующего на поворотный якорь.

а — общий случай; якорь и полюса имеют произвольные поверхности, *б* — частный случай; якорь и полюса ограничены цилиндрическими поверхностями.

находящийся между полюсными наконечниками прямоугольный якорь, то на последний действует осевая сила. Под действием этой силы якорь стремится передвигаться в направлении, поперечном по отношению к пути потока.

Если пренебречь выпучиванием, то проводимость на пути потока в этом случае будет:

$$G_0 = 1,256 \frac{lb}{2e}$$

и производная проводимости по l:

$$\frac{dG_0}{dl} = 1{,}256 \frac{b}{2e}. \qquad (4\text{-}45)$$

Таким образом, для силы получаем в этом случае следующее выражение:

$$F_э = 6{,}4 \cdot 10^{-8} \Theta_0^2 \frac{b}{2e}. \qquad (4\text{-}46)$$

Сила может быть представлена также и в следующем виде:

$$F_э = 4{,}06 \cdot 10^{-8} \Phi^2 \frac{2e}{l^2 b}. \qquad (4\text{-}47)$$

Положительный знак силы в обоих выражениях показывает на то, что сила направлена в сторону увеличения l.

11. Вращающий момент, действующий на поворотный якорь (рис. 4-13). В показанной на рис. 4-13,*а* системе магнитный поток, проходя через находящийся между полюсными наконечниками якорь, создает вращающий момент. Под действием этого момента якорь стремится перемещаться в направлении, поперечном по отношению к пути потока.

Если, как это обычно бывает, магнитный зазор сравнительно невелик, магнитная проводимость одного зазора для положения якоря, определяемого углом φ, может быть приближенно представлена в виде:

$$G_\varphi = 1{,}256 \left[\int_0^{\varphi+\varphi_п} \frac{b r_0 d\alpha}{\delta_\alpha} - \int_0^{\varphi} \frac{b r_0 d\alpha}{\delta_\alpha} \right]. \qquad (4\text{-}48)$$

Здесь δ_α — текущее значение зазора между якорем и полюсным наконечником, измеренное вдоль радиуса. Оно является некоторой функцией угла φ.

Учитывая, что производная от определенного интеграла представляет собой значение подынтегральной функции при подстановке в него верхнего предела, получаем:

$$\frac{dG_\varphi}{d\varphi} = 1{,}256 b r_0 \left(\frac{1}{\delta_1} - \frac{1}{\delta_2} \right). \qquad (4\text{-}49)$$

В рассматриваемом случае магнитный поток последовательно проходит через два зазора. Обозначая Θ_0 суммарную

намагничивающую силу, действующую в обоих зазорах, получаем следующее выражение для вращающего момента:

$$M_э = 6{,}4 \cdot 10^{-8} \Theta_0^2 \frac{br_0}{2}\left(\frac{1}{\delta_1} - \frac{1}{\delta_2}\right). \quad (4\text{-}50)$$

Знак «плюс» в полученной формуле указывает на то, что при принятой системе отсчета якорь будет стремиться повернуться в сторону увеличения угла φ, т. е. против часовой стрелки.

Как видно, вращающий электромагнитный момент, действующий в электромагните с поперечно движущимся якорем определяется разностью обратных величин воздушных зазоров под краями полюсного наконечника. Эта разность в общем случае является функцией угла поворота якоря. Изменяя ее, можно получать различный закон изменения вращающего момента (подробно этот вопрос рассматривается в девятой главе). В частности, если боковые поверхности якоря и полюса представляют собой концентрические круговые цилиндрические поверхности, ограниченные с боков плоскостями (рис. 4-13,*б*), то нужно положить $\delta_2 = \infty$ и момент

$$M_э = 6{,}4 \cdot 10^{-8} \Theta_0^2 \frac{br_0}{2\delta} \quad (4\text{-}51)$$

будет постоянен по величине.

Выведенные формулы являются приближенными. Они не учитывают, например, магнитного потока, идущего с поверхностей, ограничивающих якорь с боков. Влияние последнего может привести к сильному снижению вращающего момента.

4-4. Противодействующая сила, возникающая при введении в магнитную цепь дополнительного объема ферромагнитного вещества

В электромагнитах с втягивающимся якорем в процессе перемещения рабочая длина последнего увеличивается. При этом последовательно в магнитную цепь вводится новый объем до этого ненамагниченного ферромагнитного материала. Затрата энергии на намагничивание этого объема приводит к потере в величине электромагнитной силы.

При перемещении якоря на $d\delta$ (рис. 4-14) дополнительно вводится объем $Sd\delta$, где S — площадь поперечного сечения якоря. Этот объем должен быть намагничен от 0

до того значения рабочего потока $\Phi_р$, который соответствует данному месту магнитной цепи.

Энергия, затрачиваемая на намагничивание, будет:

$$d(W_м)_р = Sd\delta \int_0^{B_р} H_р\, dB,$$

где $B_р$ и $H_р$ — индукция и напряженность поля, соответствующие потоку $\Phi_р$.

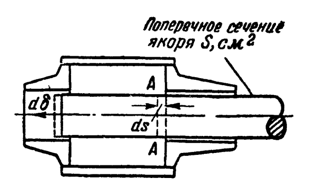
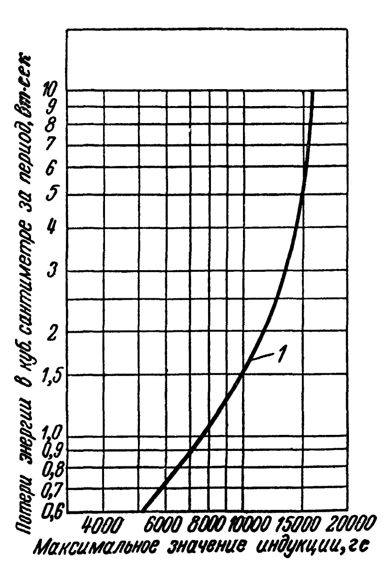


Рис. 4-14. К определению противодействующей силы, появляющейся вследствие намагничивания материала.

Тогда противодействующая сила, возникающая в результате потери энергии на намагничивание,

$$\Delta F_э = \frac{d(W_м)_р}{d\delta} = 1{,}02\cdot 10^{-7}\, S \int_0^{B_р} H_р\, dB. \qquad (4\text{-}52)$$



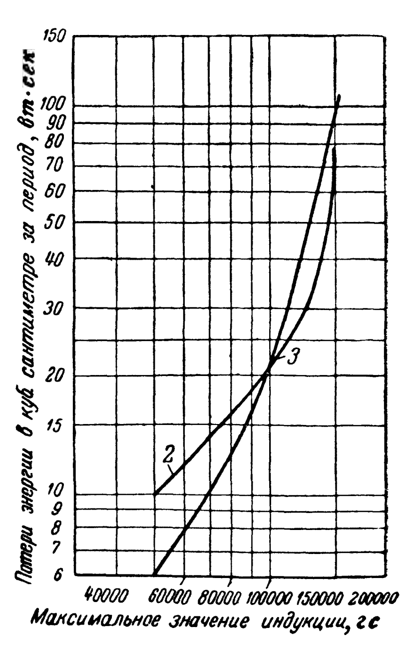


Рис. 4-15. Вспомогательные кривые к расчету энергии, затрачиваемой на намагничивание материала магнитопровода.

1 — кривая для стали Э; 2 — кривая для стали 10; 3 — кривая для стали 20.

Как видно, полученная сила имеет положительный знак, т. е. она направлена в сторону увеличения δ. Таким образом, эта сила действительно является противодействующей по отношению к силе, возникающей в рабочем воздушном зазоре. Такой способ учета влияния на величину электромагнитной силы энергии, сосредоточенной в материале магнитопровода, не является всеобъемлющим, но он может дать вполне приемлемый для практики результат в сочетании с вычислением силы, исходя из энергии рабочего воздушного зазора.

Для электромагнитов с большой силой тяги эта поправка несущественна. Она имеет большое значение для длинноходовых электромагнитов со сравнительно малой тяговой силой.

Вычисление интеграла, входящего в уравнение (4-52), может быть произведено графически. Он пропорционален площади, ограниченной кривой намагничивания материала и осью ординат. Если кривая намагничивания аппроксимирована какой-либо формулой, интеграл может быть вычислен аналитически. Наконец, для вычисления интеграла могут быть использованы кривые рис. 4-15. Эти кривые представляют собой значения магнитной энергии, сосредоточенной в 1 *см*³ материала магнитопровода в функции величины индукции, до которой этот материал намагничен, т. е. они как раз дают значение интеграла в формуле (4-52).

ЛИТЕРАТУРА

4-1. Гордон А. В., Расчет броневых электромагнитов минимального веса, Диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

4-2. Львов Е. Л., Связь между различными методами расчета статических тяговых сил в электромагнитных системах, Труды Московского энергетического института, вып. VII, Госэнергоиздат, 1951.

4-3. Стреттон Д., Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.

4-4. Яссе Э., Электромагниты, ОНТИ, 1934.

4-5. Сотсков Б. С., Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, Госэнергоиздат, 1950.

4-6. Львов Е. Л., Тяговая сила в насыщенных электромагнитах, Труды Московского энергетического института, вып. XV, Госэнергоиздат, 1955.

4-7. Сливинская А. Г., Исследование магнитных проводимостей воздушных зазоров, имеющих осевую симметрию, Диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

4-8. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949

4-9. Львов Е. Л., Общая теория расчета статических характеристик электромагнита и ее приложение к броневым соленоидным электромагнитам с плоским стопом, Диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ОБМОТКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ

5-1. Общие соображения

Обмотки являются составной частью всех электромагнитов. Проходящий по обмотке ток создает н. с., необходимую для возникновения магнитного потока. Величина требующейся н. с. определяется из расчета магнитной цепи.

Задача расчета обмотки заключается в том, чтобы подобрать такие обмоточные данные (диаметр проволоки d,

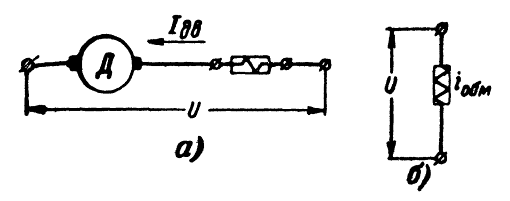


Рис. 5-1. Включение обмоток электромагнитов.
а — последовательное; *б* — параллельное.

число витков w и сопротивление обмотки R), которые при заданном напряжении или токе обеспечивают необходимую н. с. При этом должно быть выполнено еще одно условие — в процессе работы температура нагрева обмотки не должна превышать допустимой.

Различают обмотки последовательного включения и обмотки параллельного включения. Обмотки последовательного включения, или обмотки, работающие при заданном токе (рис. 5-1,*а*), выполняются, как правило, с малым числом витков большого сечения. Они обтекаются током, величина которого определяется характеристи-

ками потребителей, включенных последовательно с обмоткой, и практически не зависит от параметров самой обмотки. Обмотки параллельного включения или обмотки, работающие при заданном напряжении (рис. 5-1,*б*), это обмотки с большим числом витков малого сечения; величина тока, протекающего по такой обмотке, определяется целиком ее параметрами.

Обмотка состоит из ряда витков провода или шины, намотанных, как правило, по винтовой линии и образующих один или несколько слоев. Поперечное сечение провода обычно бывает круглое за исключением случаев обмоток последовательного включения, которые часто выполняются из шинной меди, имеющей квадратное или прямоугольное сечение.

В электромагнитах постоянного тока применяют большей частью катушки цилиндрической формы. Только в некоторых случаях из конструктивных или технологических соображений (например, в быстродействующих электромагнитах, имеющих шихтованный магнитопровод) может быть оправдано применение катушек прямоугольной формы. Последние являются более трудоемкими при изготовлении и менее благоприятны с точки зрения параметров обмотки.

В результате расчета обмотки определяют обмоточные данные, знание которых необходимо для намотки катушки. Намотка катушки может производиться на каркас, на специальный шаблон, на изолированный сердечник магнитопровода и т. п. Вопрос о применении того или иного типа катушки и выбор ее конструкции зависит от конкретных эксплуатационных и производственных условий. С ними связаны также вопросы выбора материалов (проводниковых, изоляционных и т. п.) для изготовления катушек электромагнитов.

5-2. Типы катушек, их конструкция и отделка

а) *Обмоточные провода.* Обмотки электромагнитов большей частью выполняются медным проводом. Марка проволоки зависит от ее изоляции, выбор которой определяется назначением и условиями работы катушки электромагнита.

Эмалевая изоляция является наиболее распространенным видом изоляции проводов для катушек элек-

тромагнитов малых размеров. Это объясняется тем, что эмалевая изоляция имеет меньшую сравнительно с другими видами толщину при высокой электрической и механической прочности. Кроме того, она имеет хорошую влагостойкость и на нее не влияют многие химикалии. Наиболее распространенными проводами являются «проволока эмалированная лакостойкая» марки ПЭЛ (для температур до 105° С при длительном сроке службы) и «проволока эмалированная высокопрочная» марки ПЭВ (для температур до 125° С). В табл. 5-1 приведены данные для проводов марки ПЭЛ.

Таблица 5-1

Проволока медная эмалированная марки ПЭЛ

Диаметры, мм²							
голой меди	с эмалевой изоляцией	голой меди	с эмалевой изоляцией	голой меди	с эмалевой изоляцией	голой меди	с эмалевой изоляцией
0,05	0,065	0,20	0,225	0,51	0,560	1,00	1,070
0,06	0,075	0,23	0,255	0,55	0,600	1,08	1,155
0,07	0,085	0,25	0,275	0,59	0,640	1,16	1,235
0,08	0,095	0,27	0,305	0,64	0,690	1,25	1,330
0,09	0,105	0,29	0,325	0,69	0,740	1,35	1,430
0,10	0,120	0,31	0,350	0,74	0,800	1,45	1,530
0,11	0,130	0,35	0,390	0,77	0,830	1,50	1,580
0,12	0,140	0,38	0,420	0,80	0,860	1,56	1,640
0,14	0,160	0,41	0,450	0,83	0,890	—	—
0,15	0,170	0,44	0,485	0,86	0,920	—	—
0,16	0,180	0,47	0,515	0,93	0,990	—	—
0,18	0,200						

Так как медная проволока при протяжке дает заусенцы, которые не всегда будут изолированы при покрытии одним слоем эмали, в электромагнитах, работающих в условиях вибрации, целесообразнее применять провода с двойным слоем эмали. При больших размерах проводов эмаль легче сдирается с проволоки, чем при малых, поэтому в этих случаях она покрывается сверху хлопчатобумажной (ПЭЛБО) или шелковой (ПЭЛШО) оплеткой. Вместо марки ПЭЛШО может быть применен провод марки ПЭЛШКО с изоляцией из шелк-капроновой пряжи, которая в 10 раз дешевле натурального шелка.

Хлопчатобумажная и шелковая изоляция. Хлопчатобумажная изоляция наиболее распространена для катушек электромагнитов с большим сечением об-

мотки. Одним из главных достоинств этого вида изоляции является способность хорошо пропитываться. Она имеет относительно большую толщину и сравнительно низкие качества. Выпускается проволока с одним слоем изоляции марки ПБО и с двумя слоями марки ПБД.

Шелковая изоляция имеет меньшую толщину и применяется чаще всего для тонкой проволоки, когда необходимо свести толщину изоляции до минимума. Она обладает большей, чем хлопчатобумажная изоляция, электрической прочностью и хорошо пропитывается.

Выпускается также, как и хлопчатобумажная, с одним (марка ПШО) и двумя (марка ПШД) слоями шелковой изоляции.

Стеклянная изоляция применяется для катушек электромагнитов, у которых температура в условиях эксплуатации может быть очень высокой. Для улучшения электрических и механических свойств стеклянную изоляцию пропитывают. Провода с изоляцией из стеклянной пряжи, пропитанной кремнийорганическим лаком (марки ПСДК) могут выдерживать температуру до 180° С. Стеклянная изоляция после пропитки обладает способностью хорошо сопротивляться воздействию масел, кислот и разъедающих паров. Кроме того, пропитка делает ее негигроскопичной, что обеспечивает возможность применения стеклянной изоляции в условиях не только высокой температуры, но и высокой влажности.

С точки зрения электрической прочности лучшими свойствами обладает стеклянная изоляция, затем идет эмалевая изоляция. Для повышения электрической прочности хлопчатобумажной и шелковой изоляции приходится применять двойную изоляцию, что увеличивает размеры катушки.

С точки зрения нагревостойкости лучшими свойствами также обладает пропитанная стеклянная изоляция, а затем эмалевая. Для повышения нагревостойкости хлопчатобумажной и шелковой изоляции их подвергают пропитке.

С точки зрения толщины изоляции лучшими свойствами обладает эмалевая изоляция, затем идет шелковая. Самой большой толщиной обладает хлопчатобумажная изоляция, что ограничивает область ее применения катушками, для которых габаритные размеры не играют существенной роли.

Химическая стойкость — достаточно высокая у эмалевой и стеклянной (после пропитки) изоляции; для хлопчатобумажной и шелковой изоляции требуется специальная дополнительная пропитка.

Механическая прочность — наименьшая у эмалевой изоляции при относительно больших диаметрах проволоки. Обычно она оказывается недостаточной и требует применения комбинированной изоляции, состоящей из двух слоев разной изоляции (например ПЭБО, ПЭШО). Все остальные виды изоляции имеют механическую прочность, удовлетворяющую требованиям к обмоточным проводам.

Стоимость изоляции — наименьшая для проводов с эмалевой изоляцией, наибольшая у комбинированной изоляции. Если принять стоимость эмалевой изоляции за единицу, другие виды изоляции будут иметь следующие [Л. 5-2] данные: Э—1; ШО—2,8; ЭШО—3,8; ШД—4,3; БД—4.

б) *Конструкция катушек.* В зависимости от конструктивного выполнения различают следующие типы катушек [Л. 5-1].

Каркасные катушки. К ним относятся катушки с пластмассовым каркасом, с металлическим каркасом, с составным каркасом, образуемым сердечником и изоляционными фланцами.

Бескаркасные катушки. К ним относятся катушки, бандажированные с намоткой на шаблон и небандажированные с бумажной междуслойной изоляцией.

Спиральные и дисковые катушки. К ним относятся катушки, изготовляемые из прямоугольной шинной меди или медной ленты (для первых двух типов характерный провод — круглый).

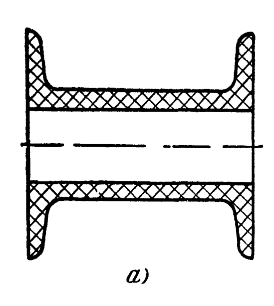
Рассмотрим более подробно каждый из перечисленных типов катушек.

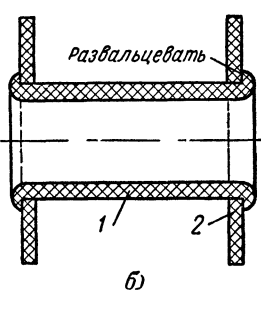
Катушки с каркасом, прессованным из пластмассы (рис. 5-2,*а*), большей частью используются в небольших и среднего размера электромагнитах с обмоткой из тонкого изолированного провода. Во фланцах таких каркасов часто выпрессовываются углубления для выводов катушек. Преимуществом этих катушек является относительная простота и низкая стоимость.

Недостатком — плохая теплопроводность и большая потеря обмоточного пространства.

Катушки с пластмассовым сборным каркасом (рис. 5-2,*б*), состоящие из втулки и боковых шайб,

применяются при сравнительно небольшом выпуске изделий. Втулка выполняется обычно из гетинакса, изготовляемого на шеллаке или глифталевом лаке, благодаря чему при нагреве под прессом она может деформироваться. Это существенно для сборки каркаса, так как после того, как гетинаксовые или текстолитовые шайбы надевают на трубку, концы ее развальцовывают при помощи ручного пресса.





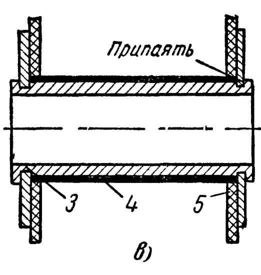


Рис. 5-2. Каркасные катушки.

а — с пластмассовым прессованным каркасом, *б* — с пластмассовым сборным каркасом, *в* — с составным металлическим каркасом
1 — изолитовая трубка, *2* — текстолитовая шайба, *3* — латунь, *4* — лакополотно, *5* — текстолит

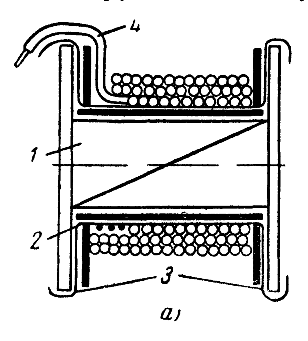
Катушки с металлическими сборными каркасами с точки зрения конструкции ничем принципиально не отличаются от катушек с пластмассовым сборным каркасом за исключением того, что изоляция обмотки от металлических шайб и втулки (рис. 5-2,*в*) осуществляется при помощи изоляционных шайб и полос изоляционного материала, наматываемых на трубку.

Катушки с металлическим сборным каркасом (из латуни) применяются чаще всего во втяжных электромагнитах, где втулка каркаса служит одновременно направляющей для якоря.

Катушки с составным каркасом, образуемым непосредственно сердечником магнитопровода и специальными изоляционными фланцами, дают возможность занять наибольшее пространство сечения катушки проводом обмотки Первый слой проволоки изолируется от сердечника путем обматывания последнего изоляцией. В таких конструкциях нельзя отделить катушку от сердечника. Их применение имеет преимущества с точки зрения экономии места и удобства крепления. Следует отметить также, что в катушках с составным каркасом теплоотдача с внутрен-

ней поверхности катушки более эффективна, чем в других типах каркасных катушек.

Катушки бандажированные с намоткой на шаблон (рис. 5-3,*а*) имеют преимущества перед другими конструкциями в случае выпуска катушек при большом разнообразии форм и небольшом количестве той или иной формы. Шаблон представляет собой приспособление для намотки; центральная часть его обычно разрезается наискось на две части. Это обеспечивает возможность снятия намотанной катушки с шаблона. На торцах катушки накладываются изоляционные



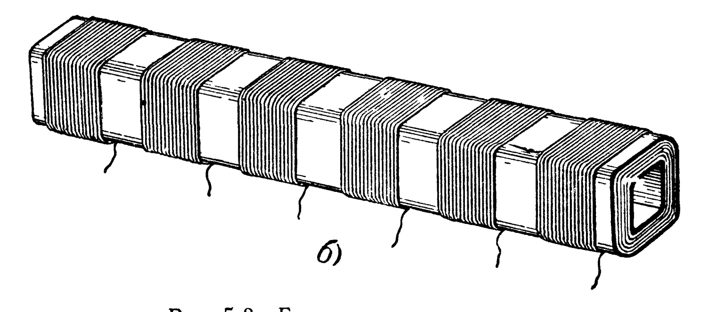


Рис. 5-3. Бескаркасные катушки.
а — бандажированные с намоткой на шаблон; *б* — небандажированные с бумажной междуслойной изоляцией.
1 — шаблон, *2* — изоляция, *3* — ленты, *4* — вывод.

шайбы и вся катушка бандажируется тафтяной лентой с перекрытием, что вместе с последующей пропиткой обеспечивает ей жесткость.

Катушки небандажированные с бумажной междуслойной изоляцией. В катушках этой конструкции отсутствуют изоляционные шайбы и не применяется бандаж. Они наиболее широко используются в небольших электромагнитах благодаря их надежности и дешевизне, особенно при намотке на многокатушечных станках. При этом на шпиндель станка надевается шпулька из бумаги или картона, к которой приклеивается лаком провод для каждой из обмоток. По окончании намотки каждого слоя прокладывается листок бумаги. Бумажные про-

кладки создают изоляцию между слоями, а также выравнивают слои и делают катушку самоскрепляющейся. Остающиеся между катушками поля (рис. 5-3,*б*) дают возможность весь стержень разрезать на отдельные катушки. После разрезания вытягивают концы катушек, снаружи катушка покрывается бумагой и пропитывается или лакируется. Особенно целесообразно применять эти катушки при намотке тонким проводом, так как в этом

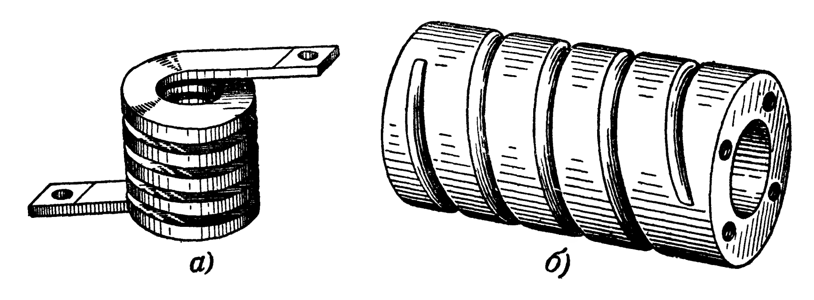


Рис. 5-4. Спиральные катушки.
а — изготовленная путем навивки на ребро; *б* — изготовленная путем механической обработки.

случае бумажные прослойки позволяют получить более качественную намотку.

Дисковые катушки изготовляются из прямоугольной шинной мягкой (отожженной) меди, которая наматывается одновременно с изоляционной лентой, поэтому в каждом слое получается один виток, а слои оказываются изолированными друг от друга. Такая конструкция катушки характерна для электромагнитов на большие силы тока, например, для больших подъемных электромагнитов.

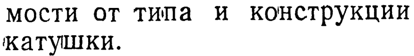
Спиральные катушки (рис. 5-4,*а*) изготовляются из такой же меди, что и дисковые катушки, но в этом случае они наматываются «на ребро», образуя однослойную обмотку. Так как эти катушки применяют при очень больших значениях токов, для улучшения теплоотдачи в них часто отсутствует изоляция.

Когда соотношение размеров наружного и внутреннего диаметров катушки велико (примерно 2 : 1 или больше), целесообразно для изготовления катушек использовать специальную полосовую мягкую медь трапецеидального сечения. Это дает возможность уменьшить размер катушки в осевом направлении, так как расстояние между вит-

ками по внешнему и внутреннему диаметрам ее будет выдерживаться после намотки постоянным благодаря большему растяжению внешних слоев, образованных большей стороной трапецеидального сечения.

Длинные спиральные катушки со значительным сечением витка (рис. 5-4,*б*) иногда изготовляют путем механической обработки резанием из круглых медных прутков. Катушки такого типа рационально применять при небольшом объеме производства.

в) *Выводы катушек.* Для катушек электромагнитов применяют как жесткие, так и гибкие выводы, в зависимости от типа и конструкции катушки.



Жесткие выводы могут осуществляться посредством флажков (рис. 5-5,*а*), представляющих собой тонкие (0,5—0,6 *мм*) латунные полоски, к которым припаиваются монтажный провод и концы обмотки. Флажки должны быть изолированы от провода обмотки при помощи полосок лакоткани. Такая конструкция выводов наиболее часто применяется для каркасных катушек электромагнитов небольших размеров.

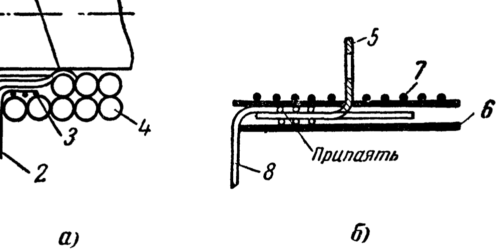


Рис. 5-5. Выводы катушек.
а — вывод флажком; *б* — вывод угольником.
1 — флажок; *2* — лакоткань; *3* — нитки; *4* — провод, *5* — угольник; *6* — лакоткань, *7* — нитки, *8* — провод.

Жесткие выводы могут также осуществляться с помощью латунных угольников (рис. 5-5,*б*), к которым припаиваются провода обмотки. Монтажный провод присоединяется к угольнику при помощи винтов и гаек. Угольник устанавливается до бандажировки катушки и закрепляется при помощи суровых ниток. От обмотки его изолируют двумя полосками лакоткани. Такая конструкция вывода наиболее часто применяется в бескаркасных катуш-

ках и является очень удобной в эксплуатации и в производстве.

Гибкие выводы могут быть осуществлены как проводом намотки, так и при помощи специального (многожильного) провода. В первом случае изоляция выводов от намотки осуществляется при помощи линоксиновых или хлорвиниловых трубок. Если провод обмотки тонкий (меньше 0,5 *мм*), применяют специальные выводные провода, имеющие больший диаметр. Такие выводы характерны для каркасных катушек. Для бескаркасных катушек чаще применяют гибкие выводы из щеточного канатика, изолированного с помощью линоксиновой или хлорвиниловой трубки, или гибкие многожильные провода с изоляцией.

г) *Отделка катушек.* Для электромагнитов, имеющих закрытый пыленепроницаемый кожух и предназначенных для работы в закрытых помещениях, никакой дополнительной отделки катушек не требуется. Катушки сверху покрывают лишь одним или несколькими слоями лакоткани, кабельной бумаги или целофана, а иногда хлопчатобумажной лентой.

Все катушки электромагнитов, не имеющих кожуха, а также все бескаркасные катушки обязательно подвергаются дополнительной отделке, которая состоит в пропитке или компаундирования катушек и покрытии их лаками [Л. 5-2]. При выборе материала для пропитки и покрытия существенную роль играет не только конструкция катушки и исполнение электромагнита, но и условия их эксплуатации. Если катушки предназначаются для работы в условиях, отличающихся от обычных, то в зависимости от требований исполнения (влагостойкое, маслостойкое и т. п.) следует применять соответствующие им пропитывающие и покровные лаки или эмали.

Пропитка катушек может быть произведена электроизоляционными лаками (например, № 458, 447 и др.), которые представляют собой жидкие составы. После удаления растворителей они образуют пленки, обладающие высокими электрическими свойствами. После пропитки поры в изоляции оказываются заполненными высохшим лаком, а не воздухом, что улучшает качество катушки — увеличивается теплопроводность и пробивное напряжение, повышается влагостойкость и механическая прочность. Наиболее простым является способ пропитки путем погружения в лак после предварительной сушки. Однако такой способ годен только для катушек из прово-

да большого диаметра с волокнистой изоляцией Например, пропитка катушек последовательного включения из проволоки с хлопчатобумажной изоляцией может быть произведена указанным способом.

Многовитковые катушки из проволоки с эмалевой изоляцией пропитывают под давлением порядка 5—7 *ат*, которое обеспечивает проникновение лака на всю толщину катушки.

Компаундирование катушек представляет собой пропитку катушек специальным составом — компаундом из нефтяных битумов, растительных масел и т. п. Она производится при температуре примерно 150° С и давлении порядка 7 *ат*.

При пропитке лаками после сушки в изоляции остается около 40% отвердевающих составляющих лаков, остальная часть улетучивается, что влечет за собой образование капилляров в изоляции.

В то же время при компаундировании катушек жидкая масса битума проникает в поры и капилляры изоляции и заполняет их полностью, не образуя пустот при затвердевании. После пропитки битумом в отличие от пропитки лаком не требуется специальной сушки катушек.

Благодаря этому компаундированные катушки обладают лучшими показателями — у них выше электрическая прочность и теплопроводность, больше механическая прочность и влагостойкость.

В то же время сам технологический процесс компаундировки катушек более трудоемкий, чем пропитка лаками. Кроме того, пластичность битумов ограничивает область их применения, так как при температуре выше 110—120° С битум может вытечь.

Наиболее широко применяется компаундирование бескаркасных катушек, которые могут подвергаться пропитке битумами в законченном виде Каркасные катушки могут подвергаться пропитке только при снятых торцовых шайбах и без наружного бандажа

Покрытие катушек применяется для образования на поверхности катушек пленки, повышающей стойкость катушки по отношению к влаге и химическим реагентам, а также повышающей механическую прочность катушки и улучшающей ее внешний вид. В отличие от пропиточных лаков лаки, применяющиеся для покрытий, называют покровными.

Наиболее широко для электромагнитов применяется

асфальто-масляный черный лак № 462п. Однако покрытие из него получается немаслостойкое и, кроме того, при нагревании оно разлагается. Более доброкачественное покрытие может быть получено при применении глифталевых эмалей (СПД, СВД и др.), пленки которых обладают маслостойкостью.

Покрытие лаками применяется в следующих случаях: для компаундированных катушек, предназначенных для эксплуатации в особо тяжелых условиях, и для катушек, предварительно пропитанных асфальтовыми или асфальто-масляными лаками; для токовых катушек из проволоки с хлопчатобумажной изоляцией. После нанесения покровного слоя катушки подвергаются холодной или горячей сушке.

В табл. 5-2 и 5-3 приведены данные по некоторым конструкционным, волокнистым и слюдяным изоляционным материалам, используемым в катушках электромагнитов

Таблица 5-2

Конструкционные изоляционные материалы

Наименование	Толщина, *мм*		Пробивная напряженность, *кв/мм*, или пробивное напряжение, *кв*	Удельный вес, $Г/см^3$	Примечание
	Размер	Допускаемое отклонение			
Электрокартон марки ЭВ (электропрессшпан)	0,1; 0,15; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 1, 1,25, 1,5; 1,75; 2; 2,5; 3	±0,015 ±0,3	11 *кв/мм*	От 1,5 до 0,95	Вырабатывается из целлюлозы и льняного волокна. Рекомендуется пропитка лаком
Гетинакс	0,5; 0,6;	+0,15 −0,03	15—23 *кв*	1,3—1,4	Слоистый диэлектрик из бумаги, обработанной бакелитной смолой при нагреве и под давлением
	0,8; 1,0 1,2; 1,5	±0,1 +0,12	15—23 *кв*		
	2	−0,15 +0,15	30—42 *кв*		
	2,5; 3,0 3,5	−0,2 ±0,2	40—55 *кв*		
Текстолит листовой	0,5; 0,6;	±0,1	До 1 *мм* 3,5 *кв/мм*	1,3—1,4	Аналогичен гетинаксу, но с заменой бумаги текстильным материалом
	0,8; 1,0 1,5	±0,15 ±0,2	От 1 до 2 *мм* 3 *кв/мм*		
	2 2,5; 3,0; 3,5	±0,25	От 2 до 3 *мм* 2 *кв/мм*		

Таблица 5-3

Изоляционные материалы для изоляции каркаса и внешней отделки катушек

Наименование	Толщина, *мм*		Пробивная напряженность, *кв/мм*, или пробивное напряжение, *кв*	Удельный вес, *Г/см³*	Примечания
	Размер	Допускаемое отклонение			
ЛШ1 (лакоткань шелковая)	0,1 0,15	±0,015 ±0,02	2,1 *кв* 3,0 *кв*	—	Шелк, пропитанный лаком, светлым или черным
ЛХ1 (лакоткань хлопчатобумажная)	0,15; 0,17 0,20 0,24	±0,02 ±0,03	0,9—1,4 *кв*	—	Ткань, пропитанная лаком
Миканит прокладочный	0,5; 0,6 0,7; 0,8 0,9, 1,0 1,5; 2,0 2,5; 3,0	—	15—20 *кв/мм*	—	Слои щипаной слюды, склеенные изоляционными лаками с последующей опрессовкой
Микалента	0,08 0,10 0,13 0,17	±0,01 ±0,01 ±0,02 ±0,03	От 20 *кв/мм* до 14 *кв/мм*	—	Гибкая лента, состоящая из одного слоя щипаной слюды, склеенной с бумагой
Микафолий	0,15 0,20	+0,02, —0,03 +0,04, —0,03	Не менее 13—16 *кв/мм*	—	Состоит из нескольких слоев щипаной слюды, наклеенных на бумагу
Бумага: конденсаторная пропиточная, телефонная, кабельная	от 0,007 до 0,0024; 0,12 0,05 0,08 0,12; 0,17	±0,01 ±0,005 ±0,007; ±0,01	От 0,275 до 0,450 *кв*	0,97 0,65 0,82 0,7	
Лента: киперная тафтяная	0,45 0,25	+0,02 +0,02			Хлопчатобумажная

5-3. Коэффициент заполнения катушки

Величина намагничивающей силы, которую можно получить от данной катушки при заданном режиме работы и допустимой температуре нагрева, зависит от того, насколько эффективно используется объем катушки, т. е. на-

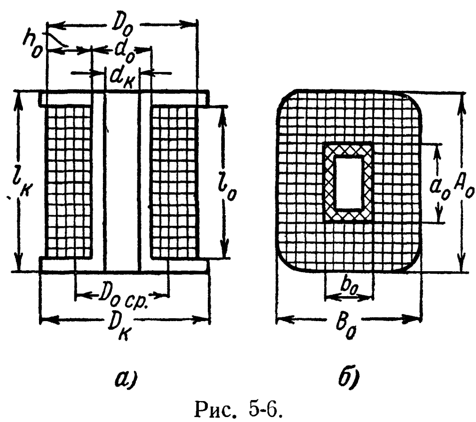


Рис. 5-6.

а — продольный разрез круглой катушки, *б* — поперечный разрез прямоугольной катушки.

сколько он заполнен активным материалом — обмоточным проводом.

Эффективность использования пространства, занимаемого катушкой, оценивается с помощью коэффициента заполнения.

Коэффициентом заполнения катушки $f_к$ называется отношение площади сечения суммарного пространства, занимаемого проводниковым материалом, ко всей площади окна катушки.

Если для круглой катушки (рис. 5-6,*а*) обозначить через $l_к$ длину, через $D_к$ — внешний диаметр, а через $d_к$ — внутренний ее диаметр, то площадь поперечного сечения окна катушки

$$Q_к = l_к \frac{D_к - d_к}{2} = l_к h_к, \tag{5-1}$$

где $h_к$ — толщина катушки.

Суммарное сечение проводников в катушке

$$Q_м = \frac{\pi d^2}{4} w, \tag{5-2}$$

где d — диаметр провода (без изоляции), из которого выполнена обмотка;

w — число ее витков.

Тогда коэффициент заполнения катушки

$$f_к = \frac{Q_м}{Q_к} = \frac{\pi d^2}{2} \frac{w}{l_к (D_к - d_к)}. \qquad (5\text{-}3)$$

Так как при всех остальных равных условиях размеры катушки будут обратно пропорциональны коэффициенту заполнения, желательно, чтобы последний имел наибольшее значение. Поэтому существенно рассмотреть факторы, влияющие на его величину.

Коэффициент заполнения катушки может быть представлен как:

$$f_к = f_о \frac{1}{\frac{h_к}{h_о} \frac{l_к}{l_о}}, \qquad (5\text{-}4)$$

где $f_о$ — величина, называемая коэффициентом заполнения обмоточного пространства или коэффициентом заполнения обмотки;

$h_о = \frac{D_о - d_о}{2}$ — толщина обмотки;

$l_о$ — длина обмотки (рис. 5-6,*а*).

Таким образом, коэффициент заполнения катушки определяется величиной коэффициента заполнения обмотки и относительными размерами ее наружной изоляции, размерами каркаса катушки и т. д.

Как правило, наибольшие потери объема на каркас имеют место при выполнении последнего из пластмассы. Это объясняется тем, что пластмассовый каркас должен иметь относительно толстые стенки из технологических соображений. Большее заполнение получается при применении металлических сборных каркасов, хотя необходимость изоляции их также снижает коэффициент заполнения. Наилучшие результаты с точки зрения увеличения коэффициента заполнения получаются в конструкциях с составным каркасом, состоящим из изоляционных фланцев и изолированного сердечника магнитопровода Во всех этих случаях необходимо учитывать также, что определенное пространство занимает наружная изоляция катушки. В бескаркасных катушках коэффициент заполнения зависит от толщины бандажа

Коэффициент заполнения обмотки определяется, как отношение суммарной площади сечения проводников обмотки ко всей площади окна обмотки:

$$f_о = \frac{Q_м}{Q_о} = \frac{\pi d^2}{2} \cdot \frac{w}{l_о (D_о - d_о)}. \qquad (5\text{-}5)$$

Здесь $D_о$ и $d_о$ — наружный и внутренний диаметры обмотки без учета каркаса и наружной изоляции.

Коэффициент заполнения обмотки зависит от ряда факторов, главными из которых являются следующие.

Изоляция обмоточного провода, которая занимает определенный объем, поэтому увеличение ее толщины приводит к снижению коэффициента заполнения.

В табл. 5-4 приведены данные по толщине изоляции обмоточных проводов различных марок. Как видно, наименьшую толщину изоляции имеют обмоточные провода с эмалевой изоляцией, у которых благодаря этому получается самый высокий коэффициент заполнения при прочих равных условиях (тип каркаса, его изоляции и т. п.). Провода с бумажной двойной изоляцией имеют самую большую толщину изоляции и наименьший коэффициент заполнения. Кроме изоляции обмоточного провода, на коэффициент заполнения существенно влияет изоляция между слоями обмотки (например, в бескаркасных бандажированных катушках)

Таблица 5-4

Толщина изоляции обмоточных проводов

Марка провода	Диаметр проволоки, *мм*								
	0,05 до 0,09	0,10 до 0,19	0,20 до 0,25	0,27 до 0,29	0,31 до 0,38	0,41 до 0,49	0,51 до 0,69	0,72 до 0,96	1,00 до 1,45
ПЭВ, ПЭЛ	0,015	0,020	0,025	0,03	0,04	0,045	0,05	0,06	0,07
ПЭЛШО	0,07	0,075	0,09	0,1	0,105	0,110	0,115	0,125	0,138
ПЭЛБО	—	—	0,125	0,155	0,16	0,165	0,17	0,18	0,21
ПБД	—	—	0,19	0,22	0,22	0,22	0,22	0,22	0,27

Размеры проволоки обмотки также сказываются на коэффициенте заполнения, так как при малых сечениях проволоки толщина ее изоляции относительно больше, чем при больших. Как видно из табл. 5-4, для провода марки ПЭЛ при диаметре $d=0{,}1$ *мм* толщина изоляции равна 0,02 *мм*, а для провода, имеющего диаметр в 10 раз боль-

ший ($d=1$ *мм*), толщина изоляции равна 0,07 *мм*, т е. возрастает всего в 3,5 раза. Поэтому величина коэффициента заполнения уменьшается при уменьшении диаметра обмоточного провода. Диаметр провода влияет на коэффициент заполнения также и вследствие того, что от него в значительной степени зависит вид намотки.

Вид намотки определяется принятой технологией намотки и зависит от диаметра применяемого провода, конструкции обмотки и качества ее выполнения. Могут быть следующие виды намотки.

а) Рядовая намотка. При этом виде намотки витки одного слоя плотно прилегают к виткам другого, а витки двух смежных слоев располагаются один над другим Такая намотка хорошо получается при намотке провода диаметром больше 0,3 *мм*.

б) Шахматная намотка отличается от рядовой тем, что в ней витки верхнего слоя ложатся в промежутки между витками нижнего. Благодаря этому место, занимаемое каждыми двумя слоями, уменьшается. Так как виток намотки имеет форму винтовой линии, то витки смежных слоев в каком-то месте будут пересекаться. Это нарушает правильность шахматной намотки и приводит к тому, что рассчитывать на получение хорошей шахматной намотки можно лишь при больших диаметрах провода (больше 0,8 *мм*).

в) Неравномерная (дикая) намотка характеризуется тем, что витки не располагаются в строгом порядке Иногда они перекрещиваются, а иногда между ними остается незаполненное пространство. Это обычно получается, когда обмотка выполняется тонким (меньше 0,3 *мм*) проводом.

Конструкция каркаса катушки также влияет на характер намотки. Легче всего производить намотку на круглый гладкий каркас. Квадратный или прямоугольный каркас, а также наличие неровностей и уступов затрудняют выполнение рядовой и шахматной обмоток и приводят, следовательно, к снижению коэффициента заполнения катушки Следует отметить, что вид намотки зависит в сильной степени и от типа обмоточного станка и квалификации обмотчиц. Поэтому приведенные граничные значения диаметров провода для того или иного вида намотки являются лишь ориентировочными.

В зависимости от вида намотки получается бо́льшая или меньшая плотность укладки провода, а следовательно, из-

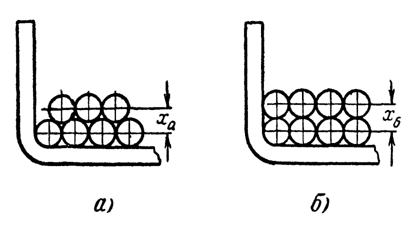


Рис. 5-7. Виды намоток
а — шахмахтная, *б* — рядовая

меняется величина коэффициента заполнения обмотки. Влияние характера намотки может быть отражено с помощью коэффициента укладки.

Коэффициент укладки учитывает плотность укладки проводов в процессе их намотки и представляет собой отношение места, теоретически занимаемого витками при идеальной рядовой намотоке к фактическому месту, требующемуся для укладки такого же количества витков.

Наибольшая плотность укладки получается при шахматной намотке. Для нее расстояние между серединами двух соседних слоев (рис. 5-7,*а*) будет равно:

$$x_a = \sqrt{d_1^2 - \frac{d_1^2}{4}} = 0,867d_1. \qquad (5\text{-}6)$$

В то же время для идеальной рядовой обмотки (рис. 5-7,*б*) это расстояние будет:

$$x = d_1. \qquad (5\text{-}7)$$

Таким образом, теоретический коэффициент укладки для шахматной намотки будет $f_у = 1,15$ и для рядовой $f_у = 1,0$. Практически, однако, таких величин достичь не удается из-за влияния первых витков, выводных концов и т. д. Обычно принимают:

для шахматной намотки, выполненной на автоматах и полуавтоматах,

$$f_у = 0,95 - 1,05;$$

для рядовой намотки, выполненной в тех же условиях,

$$f_у = 0,9 - 0,95;$$

для неравномерной намотки

$$f_у = 0,7 - 0,9.$$

Опытные данные коэффициента укладки для эмалевой проволоки с наружным диаметром d_1 приведены также в табл. 5-5.

Таблица 5-5

Значения коэффициента укладки $f_у$ для проводов с эмалевой изоляцией в функции наружного диаметра

d_1, *мм*	$f_у$	d_1, *мм*	$f_у$	d_1, *мм*	$f_у$
0,06	0,70	0,14	0,79	0,19	0,84
0,09	0,71	0,15	0,80	0,21	0,86
0,11	0,77	0,17	0,81	0,28	0,94
0,13	0,77	0,18			

Коэффициент заполнения обмотки может быть выражен через коэффициент укладки.

Для намотки без прокладок (рис. 5-8, *а*) получаем:

$$f_о = f_у \frac{\pi d^2}{4 d_1^2}, \tag{5-8}$$

где d — диаметр голой проволоки;

d_1 — диаметр проволоки с изоляцией.

Часто пользуются опытными данными и эмпирическими формулами, учитывающими сразу как толщину изоляции провода, так и коэффициент укладки. В табл. 5-6 приведены данные для коэффициента заполнения обмотки, выполняемой проводом с эмалевой изоляцией.

Таблица 5-6

Значения коэффициента заполнения обмотки $f_о$ для проводов с эмалевой (ПЭЛ) изоляцией в функции диаметра голого провода

d, *мм*	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,1	0,2
$f_о$	0,45	0,476	0,5	0,525	0,543	0,56	0,688

Продолжение табл. 5-6

d, *мм*	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$f_о$	0,73	0,752	0,768	0,782	0,796	0,806	0,82	0,83

Таблица 5-7

Коэффициенты заполнения катушки $f_к$ при намотке проволоки с эмалевой изоляцией (катушка каркасная)

Диаметр голой проволоки, *мм*	Намотка с ручной подачей				Намотка с автоматической подачей	
	Гильза цилиндрическая	Гильза прямоугольная	Гильза прямоугольная, прокладка через один слой	Гильза прямоугольная, прокладка через два слоя	Гильза цилиндрическая, прокладка через один слой	Гильза прямоугольная, прокладка через один слой
0,05	—	—	—	0,3	—	—
0,10	0,440	0,420	0,285	0,35	0,38	0,36
0,15	0,495	0,475	—	0,39	—	—
0,20	0,535	0,515	0,350	0,425	0,48	0,44
0,25	—	—	—	0,460	—	—
0,30	—	—	0,385	—	0,54	0,37
0,40	—	—	0,410	—	0,57	0,53

Этот же коэффициент хорошо выражается эмпирической формулой:

$$f_о = \frac{d_1^2}{\alpha d^2 + \beta}, \tag{5-9}$$

где $\alpha \approx 1{,}25$, а $\beta \approx 0{,}003 - 0{,}0016$ *мм*². Здесь величина β уменьшается по мере роста диаметра провода.

На коэффициент заполнения обмотки сильно влияет междуслойная изоляция, если таковая применяется. Так, например, для намотки с прокладками через один слой при толщине прокладки Δ (рис. 5-8, *б*)

$$f_о = f_у \frac{\pi d^2}{4d_1(d_1 + \Delta)}. \tag{5-10}$$

Таким образом, коэффициент заполнения катушки зависит от ряда факторов, которые точно учесть не представляется возможным до тех пор, пока конструкция электромагнита полностью не определится. Поэтому часто при предварительных расчетах, связанных с определением габаритов электромагнита, задаются некоторыми средними значениями этого коэффициента.

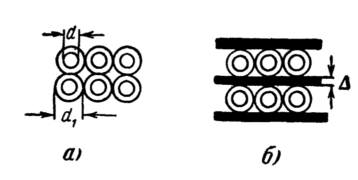


Рис. 5-8. Сечение намотки.
а — без прокладок; *б* — с прокладками через один слой.

В табл. 5-7 приведены коэффициенты заполнения ка-

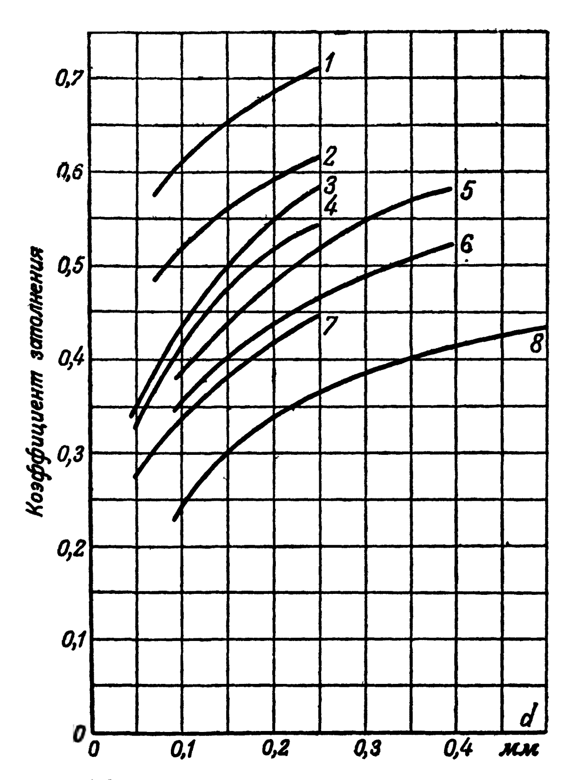


Рис. 5-9. Зависимость коэффициента заполнения от диаметра проволоки, способа намотки, формы каркаса и изоляции.

1 — шахматная намотка (расчетные значения) *2* — рядовая намотка (расчетные значения); *3* — ручная намотка, катушка круглая; *4* — то же, катушка прямоугольная; *5* — намотка на станке с бумагой 0,035 *мм* через один слой, катушка круглая; *6* — то же, катушка прямоугольная; *7* — ручная намотка, бумага через два слоя, катушка прямоугольная; *8* — то же, но бумага через один слой.

тушки (по данным завода ХЭМЗ) для различных размеров провода обмотки, разных конструкций каркаса катушки и разных способов намотки.

Аналогичные данные иллюстрирует рис. 5-9.

5-4. Основные соотношения для расчета обмоточных данных

Как указывалось в § 5-1, задача расчета обмоточных данных заключается в определении диаметра провода d, числа витков w и сопротивления катушки R, которые при

заданном напряжении или токе обеспечивают необходимую н. с. Θ. Рассмотрим вначале соотношения для катушки, работающей при напряжении $U=\text{const}$.

а) *Если задана н. с.* $\Theta=Iw$ *и напряжение источника питания* U, *то*:

$$\Theta=\frac{U}{R}w. \qquad (5\text{-}11)$$

Сопротивление катушки

$$R=\frac{\rho l_{ср}}{q}w,$$

где $l_{ср}$ — средняя длина витка;

q — сечение провода, которым осуществлена намотка.

Для круглых катушек (рис. 5-6, *а*)

$$l_{ср}=\pi D_{ср.о},$$

где

$$D_{ср\,о}=\frac{d_о+D_о}{2}.$$

Для прямоугольных катушек (рис. 5-6, *б*)

$$l_{ср}=2(a_о+b_о)+\pi h_о.$$

Если для намотки применяется провод круглого сечения, $q=\frac{\pi d^2}{4}$ и сопротивление катушки

$$R=\frac{4\rho l_{ср}w}{\pi d^2}. \qquad (5\text{-}12)$$

Подставив значение сопротивления в уравнение (5-11), получим:

$$\Theta=\frac{U\pi d^2}{4\rho l_{ср}}, \qquad (5\text{-}11, a)$$

откуда

$$d=\sqrt{\frac{4\rho l_{ср}\Theta}{\pi U}}. \qquad (5\text{-}13)$$

Для круглой катушки

$$d=\sqrt{\frac{4\rho D_{ср.о}\Theta}{U}}. \qquad (5\text{-}13, a)$$

Чтобы получить d в *мм*, нужно в уравнение (5-13, *а*) подставить ρ в $\frac{ом\cdot мм^2}{м}$ $\left(\text{для меди } \rho=0{,}0175\frac{ом\cdot мм^2}{м}\right)$, а величину среднего диаметра обмотки $D_{ср.о}$ в *м*.

При расчете обмоточных данных обычно вначале определяют по уравнению (5-13) необходимый диаметр проволоки. Если величина d отличается от имеющихся в сортаменте для данной марки проводов, ее необходимо округлить до ближайшего большего.

Зная диаметр проволоки, определяют число витков.

В случае рядовой намотки число витков может быть определено приближенно по уравнению:

$$w = 0{,}93\frac{Q_o}{d_1^2},$$

где Q_o — площадь окна обмотки;

d_1 — диаметр проволоки с изоляцией.

Подставив выражение для Q_o, получим:

$$w = 0{,}93\frac{l_o(D_o - d_o)}{2d_1^2}. \quad (5\text{-}14)$$

В случае неравномерной обмотки, воспользовавшись для коэффициента заполнения обмотки уравнением (5-9), получим:

$$w = \frac{Q_o}{\alpha d^2 + \beta}. \quad (5\text{-}15)$$

Зная диаметр провода обмотки и определив по уравнению (5-14) или (5-15) число витков, можно найти по уравнению (5-12) сопротивление катушки R.

Как видно из формулы (5-11,a), при заданном напряжении и размерах катушки величина н. с. определяется только сечением проволоки и практически не зависит от числа витков, а следовательно, и коэффициента заполнения.

Так как в процессе работы температура катушки при выбранных обмоточных данных не должна превышать допустимой, необходимо произвести проверку на нагрев.

Вопросы нагрева катушек подробно рассматриваются в шестой главе, где даются методы определения их тепловых характеристик. Предварительную оценку величины допустимой мощности потерь в катушке иногда делают, исходя из удельной охлаждающей поверхности σ_o. Она равна площади боковой поверхности катушки, требующейся на каждый ватт выделяющейся в обмотке мощности, для

того, чтобы превышение температуры обмотки не было больше допустимого $\tau_д$.

$$\sigma_о = \frac{S_{бок}}{P_д}. \qquad (5\text{-}16)$$

Величина $\sigma_о$ зависит от многих факторов, в том числе от величины допустимой температуры, характера поверхности и соотношения между длиной обмотки и ее внешним диаметром (влияние охлаждения с торцов катушки). Для $\tau_д \approx 70°$ С

при $\frac{l}{D_о} < 1$ $\quad \sigma_о \approx 8$ *см²/вт*,

при $\frac{l}{D_о} \approx 1$ $\quad \sigma_о \approx 10$ *см²/вт*;

при $\frac{l}{D_о} > 1$ $\quad \sigma_о \approx 12$ *см²/вт*.

Величина допустимой для каждой катушки мощности, таким образом, определяется уравнением:

$$P_д = \frac{S_{бок}}{\sigma_о}; \qquad (5\text{-}17)$$

Зная $P_д$, можно найти максимальную н. с. Θ_m, которую можно получить от катушки заданных размеров при продолжительной работе. Так как для катушки параллельного включения $Iw = \frac{U}{R} w$, то, возведя обе части в квадрат, получим:

$$\Theta^2 = \frac{U^2}{R} \frac{w^2}{R}.$$

Обозначив $\frac{U^2}{R} = P_д$, находим для круглой катушки:

$$\Theta_m^2 = P_д \frac{w^2}{R}. \qquad (5\text{-}18)$$

Выразив R через параметры обмотки, получим:

$$\Theta_m^2 = P_д \frac{w \frac{\pi d^2}{4}}{\rho \pi (D_о)_{ср}} = P_д \frac{Q_о f_о}{\rho \pi (D_о)_{ср}}, \qquad (5\text{-}19)$$

где Q_o — площадь окна обмотки;

$(D_o)_{ср}$ — диаметр среднего витка;

f_o — коэффициент заполнения обмотки.

Окончательно получаем:

$$\Theta_m = \sqrt{P_д} \cdot \sqrt{\frac{Q_o f_o}{\rho \pi (D_o)_{ср}}}. \qquad (5\text{-}20)$$

В уравнении (5-20) второй множитель в правой части может меняться лишь за счет коэффициента заполнения обмотки f_o, т. е. в относительно узких пределах. Поэтому н с катушки практически однозначно определяется допустимой для нее мощностью, и если получившееся в результате расчета катушки значение н. с. $\Theta > \Theta_m$, то необходимо изменить габариты катушки, а иногда и всего электромагнита.

В некоторых случаях встречается необходимость **пересчета обмоточных данных катушки электромагнита на другое напряжение**. Для серии однотипных электромагнитов, работающих при разных напряжениях, исходя из постоянства н. с. $\Theta' = \Theta$, получаем следующие соотношения:

для диаметра провода обмотки

$$d' = d\sqrt{\frac{U}{U'}}; \qquad (5\text{-}21)$$

для числа витков обмотки

$$w' = w\frac{U'}{U}; \qquad (5\text{-}22)$$

для сопротивления обмотки

$$R' = R\left(\frac{U'}{U}\right)^2; \qquad (5\text{-}23)$$

для мощности

$$P' = P. \qquad (5\text{-}24)$$

б) *Если заданы н. с. Θ и ток I, протекающий по катушке*, то число витков определяется из выражения:

$$w = \frac{\Theta}{I}. \qquad (5\text{-}25)$$

Диаметр провода с изоляцией в случае рядовой намотки, имея ввиду, что он сравнительно велик, находят по формуле:

$$d=\sqrt{\frac{Q_0}{w}}. \qquad (5\text{-}26)$$

В случае неравномерной намотки

$$d=\frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{Q_0}{w}-\beta}, \qquad (5\text{-}27)$$

где α и β коэффициенты уравнения (5-9). Сопротивление определяют так же, как и в предыдущем случае.

Ориентировочная проверка катушки может быть произведена по допустимой плотности тока. Для этого, зная диаметр, находят сечение провода q и определяют плотность тока:

$$j=\frac{I}{q},$$

которую сравнивают с допустимой, $j \leqslant j_д$.

Для нормального срока службы и продолжительного режима включения обмотки

$$j_д=2-4\ а/мм^2;$$

для прерывистого режима включения

$$j_д=5-12\ а/мм^2;$$

для кратковременного режима включения

$$j_д=13-30\ а/мм^2.$$

5-5. Расчет обмоток электромагнитов с учетом допусков

Изложенные в предыдущем параграфе соотношения для расчета катушек были получены без учета допусков и отклонений. Полное соблюдение расчетных данных при намотке невозможно как благодаря имеющимся отклонениям в размерах проволоки и изоляции, так и благодаря неидентичности самого процесса намотки. Поэтому в производстве устанавливаются определенные допуски — по габаритам катушки, по сопротивлению и т. п., которые необходимо учесть при расчете обмоточных данных.

Для катушек постоянного тока особое значение имеет допуск по сопротивлению катушки, так как величина по-

следнего влияет как на нагрев, так и на н. с. обмотки. Допускаемое отклонение по величине сопротивления катушки находится обычно в пределах 3—10%. Обозначим коэффициент, учитывающий возможное превышение действительного сопротивления обмотки по сравнению с его номинальным значением, через $\eta_к = 1{,}03—1{,}1$.

Если заданы габариты катушки, напряжение источника питания $U_{пит}$ и напряжение срабатывания $U_{сраб}$ (а для катушек последовательного включения $I_{сраб}$ и $I_{уст}$), рекомендуется произвести вначале **предварительный расчет** с целью выявления возможности получения в данных габаритах электромагнита заданных условий работы. Для этого по формуле (5-19)

$$(\Theta_{сраб})_m = \frac{U_{сраб}}{U_{пит}} \sqrt{\frac{P_д (D_к - d_к)\, l_к f_к}{\rho\, (D_к + d_к)\, \pi \eta_к}} \qquad (5\text{-}28)$$

для катушки с заданным напряжением и по формуле

$$(\Theta_{сраб})_m = \frac{I_{сраб}}{I_{уст}} \sqrt{\frac{P_д (D_к - d_к)\, l_к f_к}{\rho\, (D_к + d_к)\, \pi \eta_к}} \qquad (5\text{-}29)$$

для катушки с заданным током определяется величина максимальной н. с., которую можно получить в заданных габаритах. Если ρ подставлять в $\frac{ом \cdot мм^2}{м}$, тогда $(D_к - d_к)$ и $l_к$ нужно подставлять в *мм*, $(D_к + d_к)$ — в *м*.

Так как расчет является предварительным и в приведенных формулах подставляются размеры катушки без учета допусков на изготовление катушки, а также места, занимаемого изоляцией; значение коэффициента заполнения катушки $f_к$ выбирается наименьшим и равным 0,4.

$P_д$ — допустимая величина подводимой мощности при заданных по техническим требованиям режиме работы и нагреве катушки может быть определена по уравнению (5-17) или, если известна величина коэффициента теплоотдачи $k_т$, по уравнению;

$$P_д = \tau_д (1 + \alpha \tau_д)\, k_т S_{бок}, \qquad (5\text{-}30)$$

где $\tau_д$ — допустимое превышение температуры в °С;
α — температурный коэффициент, 1°С (для меди 0,004);
$S_{бок}$ — боковая поверхность катушки, *см*^{2}.

В зависимости от типа и конструкции электромагнита в уравнении (5-30)

для электромагнитов клапанного типа

$$S_{бок} = \pi D_к l_к ; \qquad (5\text{-}31)$$

для электромагнитов с цилиндрическим корпусом

$$S_{бок} = \pi D_{корп} \cdot l_{корп} \qquad (5\text{-}32)$$

без учета торцовой поверхности корпуса электромагнита.

Результат предварительного расчета по формулам (5-28) и (5-29) считается удовлетворительным, если величина правой части равна левой или отличается в пределах не более 10%. Если расхождение больше, габариты катушки должны быть изменены уже при предварительном расчете.

О к о н ч а т е л ь н ы й р а с ч е т производится в следующей последовательности:

а) О п р е д е л е н и е д и а м е т р а п р о в о д а для круглой катушки производят по уравнению (5-13,*а*), но с учетом коэффициента $\eta_R = 1{,}1$, учитывающего допуск на сопротивление

$$d = \sqrt{\frac{4\rho\,(D_{о.ср})_{макс}\, I w \eta_R}{U}} . \qquad (5\text{-}33)$$

Здесь величина $(D_{о.ср})_{макс}$ — максимального среднего диаметра — равна:

$$(D_{о.ср})_{макс} = \frac{D_{о.макс} + d_{о.макс}}{2} , \qquad (5\text{-}34)$$

где $D_{о.макс}$ — максимальный внешний диаметр обмотки;

$d_{о.макс}$ — максимальный внутренний диаметр обмотки.

$$D_{о.макс} = D_к - \Delta_1 - \Delta_2 , \qquad (5\text{-}35)$$

где Δ_1 — допуск по внешнему диаметру щечки катушки *мм*;

Δ_2 — толщина внешней изоляции катушки, *мм*.

$$d_{о.макс} = d_{к.макс} + \Delta_3 , \qquad (5\text{-}36)$$

где $d_{к.макс}$ — максимальный внутренний диаметр катушки;

Δ_3 — толщина внутренней изоляции катушки.

Определив по формуле (5-33) диаметр провода, округляют его по ГОСТ для обмоточных проводов до ближайшего большего, после чего можно произвести проверочный расчет по формуле (5-28), подставляя в нее более точные значения коэффициентов заполнения и площади окна обмотки.

б) Определение числа витков обмотки производят в зависимости от типа намотки.

Для неравномерной намотки ($d < 0{,}3$ *мм*)

$$w_{\text{мин}} = f_{\text{у}} \frac{Q_{\text{о}}}{d^2_{1\text{макс}}}, \tag{5-37}$$

где $f_{\text{у}}$ — коэффициент укладки;

$Q_{\text{о}}$ — площадь окна обмотки;

$d_{1\text{ макс}}$ — максимальный диаметр провода обмотки с изоляцией.

Площадь окна обмотки определяют по уравнению:

$$Q_{\text{о}} = \frac{D_{\text{о.мин}} - d_{\text{о.макс}}}{2} l_{\text{о.мин}} = h_{\text{о}} l_{\text{о.мин}}; \tag{5-38}$$

здесь $l_{\text{о.мин}}$ — минимальная длина обмотки, определяемая с учетом допусков деталей катушки.

Для рядовой намотки ($d > 0{,}3$ *мм*). Число витков находят как произведение числа витков в ряду w_1 на число рядов w_2:

$$w = w_1 \cdot w_2. \tag{5-39}$$

Число витков в ряду определяют по уравнению:

$$w_1 = \frac{l_{\text{о.мин}}}{d_{1\text{ макс}}} 0{,}95 - 1; \tag{5-40}$$

коэффициент 0,95 в уравнении (5-40) учитывает неплотное прилегание витков друг к другу, а единица — то обстоятельство, что для образования первого витка (по спирали) необходимо расстояние, равное двум диаметрам.

Число рядов определяют по уравнению:

$$w_2 = \frac{D_{\text{о.мин}} - d_{\text{о.макс}}}{2d_{1\text{ макс}}}. \tag{5-41}$$

Для шахматной обмотки ($d > 0{,}8$ *мм*) можно воспользоваться уравнением (5-39), причем число витков в ряду w_1 определяют по уравнению (5-40), а число рядов

$$w_2' = \frac{D_{о.мин} - d_{о.макс}}{2d_{1\,макс}\,0{,}86}. \qquad (5\text{-}42)$$

Полное число витков

$$w = w_1 \cdot w_2'. \qquad (5\text{-}43)$$

Число рядов w_2^1 для шахматной обмотки и w_2 для рядовой в некоторых случаях обусловливается еще и конструктивными соображениями: в случае вывода концов катушки в одну сторону должно выбираться четное число рядов, в случае вывода концов в разные стороны — нечетное число рядов. Благодаря этому число рядов, полученное по уравнениям (5-41) или (5-42), уменьшают, если это необходимо, на один ряд для получения нужного (четного или нечетного) числа рядов.

в) Определение максимального значения сопротивления катушки производят по формуле:

$$R_{макс} = \frac{4\rho_{макс}(D_{о\,ср})_{макс}\,w}{d^2_{мин}}, \qquad (5\text{-}44)$$

где $\rho_{макс}$ — максимальное удельное сопротивление провода, *ом·мм²/м*;

$(D_{о.ср})_{макс}$ — максимальный средний диаметр обмотки, *м* (см. уравнение 5-34);

$d_{мин}$ — минимальный диаметр голого провода, *мм*.

г) Определение допуска на сопротивление. Величина допуска на сопротивление определяется равенством:

$$\Delta R = R_{макс} - R_{мин}. \qquad (5\text{-}45)$$

Обозначив $R_{мин} = k_R R_{макс}$, получим:

$$\Delta R = R_{макс}(1 - k_R), \qquad (5\text{-}45,a)$$

где k_R — коэффициент сопротивления, выражающий отношение минимальной величины сопротивления к максимальной.

$$k_R = \frac{d^2_{макс}}{d^2_{мин}} \cdot \frac{(D_{о.ср})_{мин}}{(D_{о\,ср})_{макс}} \cdot \frac{\rho_{мин}}{\rho_{макс}} \cdot \frac{w_{мин}}{w_{макс}}. \qquad (5\text{-}46)$$

д) Проверка полученных значений на удовлетворение заданным величинам производится обычно для определения надежности работы электромагнита. С этой целью производят расчет минимальной н. с. и максимальной рассеиваемой мощности для полученных обмоточных данных.

Минимальную н. с. находят по предельному значению сопротивления:

$$Iw_{\text{мин}} = \frac{U_{\text{сраб}}}{R_{\text{макс}}}. \qquad (5\text{-}47)$$

Максимальная мощность

$$P_{\text{макс}} = \frac{U^2_{\text{макс}}}{R_{\text{мин}}}. \qquad (5\text{-}48)$$

Результаты расчета можно считать удовлетворительными, если расчетное значение намагничивающей силы находится в пределах 100—110% от заданной, а максимальная мощность в пределах 100—90% допустимой мощности $P_{\text{д}}$.

5-6. Расчет обмоток, включенных с добавочным сопротивлением и по схеме форсировки

В зависимости от назначения и области применения электромагнитов могут встретиться самые различные схемы включения обмоток. Кроме рассмотренных случаев обмоток последовательного и параллельного включения, наиболее характерными являются схемы включения обмоток последовательно с добавочным сопротивлением.

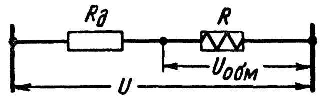


Рис. 5-10. Включение обмотки с добавочным сопротивлением.

а) *Расчет обмоток с добавочным сопротивлением* (рис. 5-10). Если при расчете известно необходимое соотношение $R_{\text{д}}/R = c_{\text{д}}$ (например, в случае применения добавочного сопротивления для температурной компенсации), то при напряжении источника U на обмотку падает:

$$U_{\text{о}} = U \frac{1}{c_{\text{д}} + 1}. \qquad (5\text{-}49)$$

Тогда, воспользовавшись уравнением (5-13, *а*), получим для определения диаметра провода обмотки следующее выражение:

$$d = \sqrt{\frac{4\rho\,(D_{о.ср})\,\Theta}{U}\,(c_д + 1)}. \qquad (5\text{-}50)$$

Если задано добавочное сопротивление $R_д$ определенной величины (например, сопротивление линии управления), то для обмотки из проволоки с эмалевой изоляцией, используя уравнение (5-15), получим:

$$d = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{UQ_о}{1{,}25\,\theta R_д} - 0{,}0016\right) \pm A}, \qquad (5\text{-}51)$$

где $A = \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{UQ_о}{1{,}25\theta R_д} - 0{,}0016\right)^2 - \frac{4\rho l_{ср}\,Q_0}{1{,}25\pi R_д}}$.

Из формулы (5-51) видно, что необходимый диаметр проволоки может иметь два значения, определяемые знаком (+) и (—) перед радикалом. В одном случае заданная н. с. получается за счет большего числа витков, а в другом — за счет большего тока. В зависимости от производственных и эксплуатационных условий выбирают тот или иной случай. Для обмотки продолжительного включения целесообразнее выбирать знак (—), т. е. малый диаметр провода и большое число витков, так как в этом случае мощность, выделяющаяся в добавочном сопротивлении, будет меньше. В то же время следует учитывать, что обмотка из тонкой проволоки оказывается более дорогостоящей.

В некоторых случаях может получиться, что знак (—) дает настолько малый диаметр провода, что он практически не пригоден для намотки.

Все остальные элементы расчета обмоток с добавочным сопротивлением (определение числа витков, сопротивления и т. п.) ничем не отличаются от расчета обычных обмоток, изложенного в предыдущих параграфах.

б) *Расчет обмоток, включенных по схеме форсировки.* Схемы форсировки применяются для уменьшения веса электромагнитов. Идея их применения заключается в том, что в первый момент при большом зазоре в электромагните к нему за счет дополнительной включающей обмотки подводится большая мощность. В конце хода, когда обычно имеется значительный запас по электромагнитной

силе, происходит переключение обмоток, благодаря чему мощность, потребляемая электромагнитом, снижается Так как процесс включения длится доли секунды, большое потребление мощности в этот период не отражается на нагреве электромагнита. В то же время малая мощность, потребляемая во включенном положении, позволяет сильно уменьшить его габариты. Существует ряд схем обмоток с форсировкой; наибольшее распространение на практике получили две схемы — с параллельным (рис. 5-11,*а*) и последовательным (рис. 5-11,*б*) включением обмоток. В схеме с параллельным включением обе обмотки используются

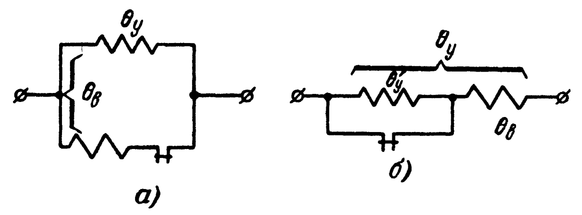


Рис. 5-11. Схемы форсировки.
а — с параллельным включением включающей и удерживающей обмоток, *б* — с последовательным включением

в момент срабатывания, а во включенном состоянии включающая обмотка не используется. В схеме с последовательным включением в момент срабатывания используется лишь включающая обмотка, так как удерживающая обмотка в это время закорочена. В режиме удерживания работают обе обмотки, однако включающая обмотка используется лишь частично, так как плотность тока в ней получается значительно ниже нормальной. Сравнение этих схем [Л. 5-5] показывает, что с точки зрения веса катушки ни одна из этих схем не имеет преимущества; так как в схеме с последовательным включением несколько облегчается работа контактов, то с этой точки зрения ей может быть отдано предпочтение.

Исходными величинами при расчете последовательных обмоток, включенных по схеме форсировки, являются: н. с. при включении $\Theta_в$ и н. с. в режиме удерживания — $\Theta_у$. Ограничением в режиме удерживания является нагрев при заданной продолжительности включенного состояния, т. е. мощность $P_у$. Ограничением при включении обычно является максимальная величина тока в цепи включающей обмотки $I_в$ или минимальное значение сопротивления этой обмотки $R_в$.

Тогда число витков включающей обмотки

$$w_в = \frac{\Theta_в}{I_в}. \qquad (5\text{-}52)$$

Диаметр провода включающей обмотки определится уравнением (5-13). Необходимый при этом для расчета средний диаметр

$$(D_{о.ср})_в = d_о \frac{1}{1 - \frac{\rho w_в^2 \pi}{R_в l_о f_о}}. \qquad (5\text{-}53)$$

Эта формула получена в предположении, что включающая обмотка, как это обычно бывает, располагается первым слоем. Величиной обмоточного коэффициента $f_о \approx 0{,}55$ приходится задаваться, а затем уточнять расчет.

Для подсчета диаметра провода удерживающей обмотки используют следующие соотношения:

$$\Theta'_у = \Theta_у - I_у w_в;$$

$$I_у = \frac{U_у}{R_в + R'_у};$$

$$U'_у = I_у R'_у;$$

$$R'_у = \frac{U^2_{макс} - P_у R_в}{P_у}.$$

Здесь $\Theta'_у$ — н. с., создаваемая только удерживающей обмоткой;

$U_у$ — напряжение источника;

$U'_у$ — падение напряжения на удерживающей обмотке;

$U_{макс}$ — максимальное напряжение питания.

Из совместного решения этих уравнений следует:

$$\Theta'_у = \Theta_у - \frac{U_у P_у}{U^2_{макс}} w_в; \qquad (5\text{-}54)$$

$$U'_у = U_у \left(1 - \frac{P_у R_в}{U^2_{макс}}\right). \qquad (5\text{-}55)$$

Искомый диаметр провода удерживающей обмотки будет:

$$d=\sqrt{\frac{4\rho\,(D_{\text{о.ср}})_{\text{у}}\cdot\Theta'_{\text{у}}}{U'_{\text{у}}}}\,.$$

Средний диаметр легко найти, поскольку известно место, занимаемое включающей обмоткой, и габарит катушки. Полученный диаметр провода необходимо проверить с точки зрения возможности обеспечения необходимой величины сопротивления $R_{\text{у}}$ в данном габарите. Если требуется, необходимо уточнить размеры катушки и расчет.

ЛИТЕРАТУРА

5-1. Сахаров П. В., Технология электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, 1956.

5-2. Ступель Ф. А., Электромеханические реле, изд. Харьковского университета, 1956.

5-3 Справочник по электрической изоляции под редакцией Корицкого Ю. В. и Тареева Б. М., Госэнергоиздат, 1948.

5-4. Сотсков Б. С., Основы расчета и проектирования элементов автоматических и телемеханических устройств, Госэнергоиздат, 1953.

5-5. Гордон А. В., Расчет броневых электромагнитов минимального веса, Диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

5-6. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949.

5-7. Витенберг М. И., Номограммы для расчета обмоток телефонных реле, «Автоматика и телемеханика», 1941, № 2.

5-8. Витенберг М. И., Расчет обмоток реле в схемах автоматики и связи, «Электричество», 1944, № 1—2.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ КАТУШЕК ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ

6-1. Общие соображения

При рассмотрении расчета обмоток указывалось, что в первом приближении проверка их с точки зрения допустимого нагрева может производиться по значению удельной поверхности охлаждения. Однако при этом бывает трудно учесть ряд факторов, существенно влияющих на температуру обмоток. Температура внутри обмоток будет выше, чем температура ее поверхности. Перепад температуры внутри обмотки и положение наиболее нагретого слоя при одинаковых удельных потерях будет зависеть от многих факторов, основными из которых являются: форма катушки, ее конструкция, толщина и род изоляции, характер внешней отделки и т. п.

Как указывалось, в зависимости от длительности рабочего цикла может быть три разных случая работы обмотки — продолжительный режим работы, прерывистый и кратковременный. Во всех этих случаях критерием для определения размеров обмотки и ее обмоточных данных будет являться значение предельно допустимой температуры нагрева. Допустимая температура нагрева $\vartheta_{доп}$ определяется для токоведущих изолированных частей сроком службы их изоляции.

В основу определения «срока службы» могут быть положены различные критерии. Наиболее часто таким критерием является время, в течение которого электрическая прочность изоляции снижается вдвое. Зависимость срока службы L изоляции от температуры может быть приближенно выражена следующим уравнением:

$$\ln L = A - B\vartheta, \tag{6-1}$$

где ϑ — температура нагрева изоляции в °С; *A* и *B*,—коэффициенты, зависящие от вида изоляции. Так как состояние изоляции зависит от ряда окружающих условий, например влажности окружающей атмосферы, наличия агрессивных сред и т. д., то значения коэффициентов *A* и *B* также зависят от этих факторов. Поэтому допустимая температура нагрева для данного вида изоляции в общем случае должна быть увязана также с конструкцией электромагнита в целом и условиями его эксплуатации. Примерное представление о сроке службы различных видов изоляции в зависимости от температуры нагрева дают «кривые жизни изоляции», приведенные на рис. 6-1. Кривая *A* относится к обычным эмалированным проводам типа ПЭЛ или проводам с пропитанной хлопчатобумажной или шелковой изоляцией, для которых предельной рабочей температурой считают 105°С. Кривая *B* относится к высокопрочным эмалевым покрытиям типа ПЭВ и ПЭМ с допустимой рабочей температурой 125° С. Кривая *H* относится к проводам с рабочей температурой порядка 180° С, имеющим кремнийорганическую или стеклянную изоляцию. Эти нормы устанавливаются, исходя из практически неограниченного срока службы (10 лет и более). Если время нахождения электромагнита в нагретом состоянии в данном конкретном применении невелико, допустимая рабочая температура может быть повышена. Так, например, для изоляции класса *A* при сроке службы порядка 1 000 *ч* можно допустить нагрев до 160° С.

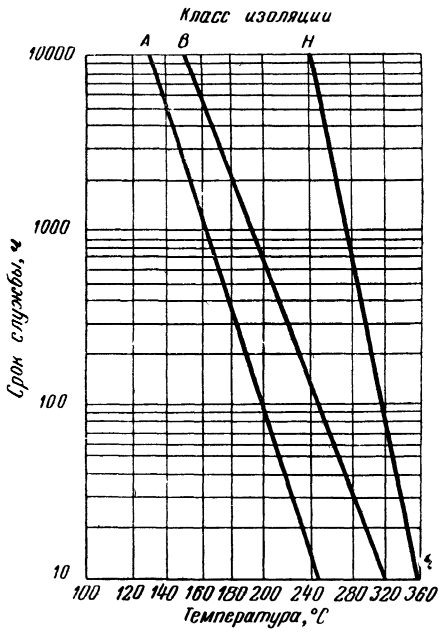


Рис. 6-1. Зависимость срока службы эмалевой изоляции от рабочей температуры.

Характер процесса нагрева катушек определяется соот-

ношением выделяющейся в них тепловой энергии, энергии, поглощаемой благодаря теплоемкости и энергии, отдаваемой вследствие наличия теплоотдачи. Последняя определяется совместным действием трех видов топлоотдачи: теплопроводности, лучеиспускания и конвекции.

Во многих практических случаях для упрощения расчетов рассматривают суммарный эффект, получающийся в результате этих трех видов теплоотдачи. В этом случае при установившемся тепловом режиме пользуются формулой Ньютона, согласно которой количество тепла dQ, отдаваемое с поверхности нагретого тела за время dt, равно:

$$dQ = k_т S (\vartheta - \vartheta_0)\, dt, \qquad (6\text{-}2)$$

а тепловой поток

$$\Phi_т = \frac{dQ}{dt} = k_т S (\vartheta - \vartheta_0), \qquad (6\text{-}3)$$

где S — площадь поверхности тела, *см*²;
ϑ и ϑ_0 — температура тела и окружающей среды, °С;
$k_т$ — коэффициент теплоотдачи, представляющий собой количество тепла, отдаваемое с 1 *см*² поверхности тела в 1 *сек* при разности температур между поверхностью и окружающей средой в 1° С.

Для катушек постоянного тока

$$\Phi_т = P = I^2 R. \qquad (6\text{-}4)$$

С учетом выражения (6-4) уравнение Ньютона принимает следующий вид:

$$P = k_т S (\vartheta - \vartheta_0). \qquad (6\text{-}5)$$

Как видно из уравнения (6-5), коэффициент теплоотдачи имеет размерность *вт/см*² ° С.

При расчете нагрева катушек электромагнитов в качестве поверхности охлаждения обычно учитывают внутреннюю S_d и наружную S_D поверхности катушки. Торцовые поверхности, как правило, незначительно влияют на нагрев, так как они относительно малы и теплоотдача с них затруднена вследствие сравнительно толстых изоляционных шайб по краям катушки.

Условия охлаждения с наружной и внутренней поверхностей различны. Таким образом, применительно к катушке электромагнита уравнение (6-5) принимает вид:

$$P = k_т (S_D + \eta_т S_d)(\vartheta - \vartheta_0) = к_т S_к (\vartheta - \vartheta_0), \qquad (6\text{-}6)$$

где S_D — площадь наружной поверхности катушки;

S_d — площадь внутренней поверхности катушки;

$S_к$ — расчетная теплоотдающая поверхность катушки.

Коэффициент $\eta_т$, характеризующий эффективность теплоотдачи с внутренней поверхности, в соответствии с опытными данными [Л. 6-8] может быть принят:

$\eta_т \approx 0,9$ для бескаркасных бандажированных катушек;

$\eta_т \approx 1,7$ для катушек со сборным металлическим каркасом;

$\eta_т \approx 2,4$ для катушек, обмотка которых наматывается на сердечник электромагнита.

Коэффициент теплоотдачи $k_т$ зависит от ряда весьма различных факторов: от характера, формы и цвета поверхности охлаждения, ее расположения в пространстве и температуры нагрева, теплоотводящей способности других деталей конструкции (например, магнитопровода) и т. д.

Обычно в качестве величины коэффициента теплоотдачи катушек электромагнитных аппаратов приводят значения $(0,9—1,4)\times 10^{-3}$ *вт/см²* °С.

Уточненные значения коэффициента теплоотдачи могут быть получены лишь на основании исследования нагрева катушек электромагнитов, сходных по конструкции с проектируемыми и помещенных в аналогичные условия.

На рис. 6-2 приведен коэффициент теплоотдачи для пропитанной катушки ($D_к = 80$ *мм*, $l_к = 80$ *мм*) черного цвета, намотанной из эмалированной проволоки с бумажной изоляцией между слоями. На рис. 6-2,*а* он дан в функции величины выделяющейся мощности на единицу охлаждающей поверхности, а на рис. 6-2,*б* — в функции установившегося превышения температуры:

$$\vartheta - \vartheta_0 = \tau. \qquad (6\text{-}7)$$

На основании опытных данных, полученных для различных электромагнитов клапанного типа с охлаждающей поверхностью от 1,1 до 240 *см²*, а также отдельных катушек с поверхностью 1 500—5 000 *см²*, построена [Л. 6-9] зависимость коэффициента теплоотдачи от величины охлаждающей поверхности, показанная на рис. 6-3. При этом коэффициент $\eta_т$ в формуле (6-6) был принят равным единице. Данные рис. 6-3 относятся к температуре окружающей среды $\vartheta = 20°$ С и превышению температуры обмотки $\tau = 50°$ С.

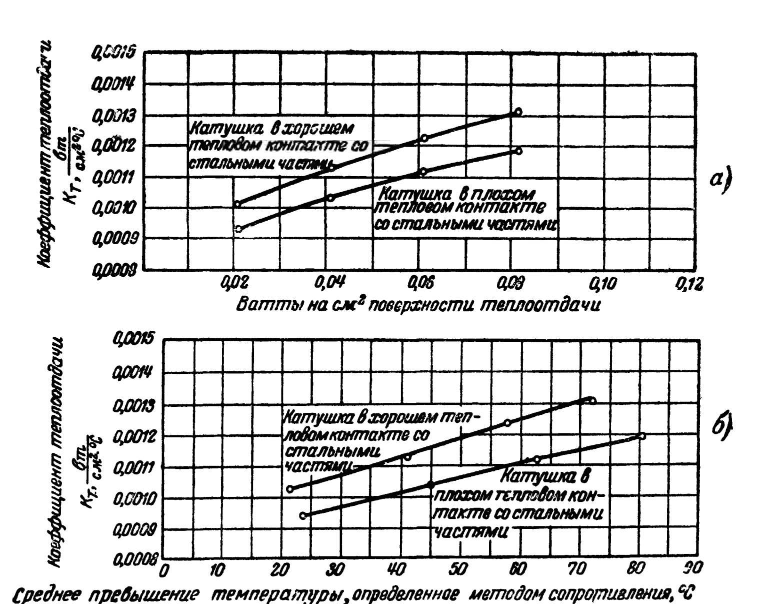


Рис. 6-2 Коэффициент теплоотдачи для пропитанных катушек черного цвета, намотанных из эмалированного провода с бумажной изоляцией между слоями.

а — в функции потребляемой мощности на 1 *см*² теплоотдающей поверхности катушки *б* — в функции среднего превышения температуры

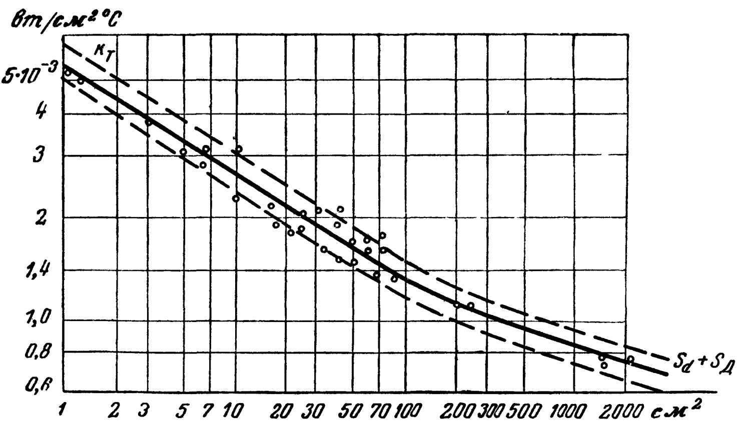


Рис. 6-3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от размеров охлаждающей поверхности катушки

Как видно, коэффициент теплоотдачи сильно зависит от величины поверхности охлаждения. Эта зависимость может быть выражена следующими уравнениями:

для $1 < S_к < 100$ *см²*

$$k_т = 6 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\sqrt[3]{S_к}} [вт/см^2\ °C]; \tag{6-8}$$

для $100 < S_к < 5\,000$ *см²*

$$k_т = 3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\sqrt[5]{S_к}} [вт/см^2\ °C]. \tag{6-9}$$

При повышении перепада между температурой обмотки и температурой окружающей среды теплоотдача увеличивается. Если коэффициент теплоотдачи k_{50} при $\tau = 50°C$ принять за единицу, то относительные значения $(k_т/k_{50})$ коэффициента теплоотдачи при других перепадах могут быть примерно охарактеризованы зависимостью, показанной на рис. 6-4.

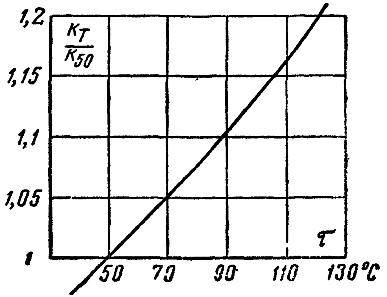


Рис. 6-4. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры,

Вследствие уменьшения плотности воздуха по мере подъема над уровнем моря коэффициент теплоотдачи сильно снижается, а, следовательно, увеличивается превышение температуры

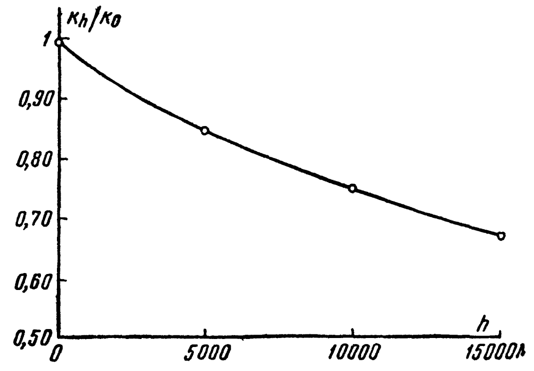


Рис. 6-5. Зависимость коэффициента теплоотдачи от высоты над уровнем моря.

обмотки над температурой окружающей среды. Примерная зависимость коэффициента теплоотдачи от высоты над уровнем моря при свободной конвекции показана на рис. 6-5. Эта зависимость дана в относительных единицах. За единицу принят коэффициент теплоотдачи на уровне моря.

6-2. Нагрев катушек электромагнитов при идеальных условиях

После прекращения движения якоря электромагнита вся энергия, поглощаемая его катушкой, рассеивается в виде тепла.

Если рассматривать катушку как изотермическое тело весом G с постоянной теплоемкостью (cG) и теплоотдачей $(k_т \cdot S_к)$, то для периода неустановившегося теплового состояния можно записать уравнение теплового баланса в следующем виде:

$$Pdt = Gcd\tau + S_к k_т \tau dt. \qquad (6\text{-}10)$$

В левой части этого уравнения имеем энергию, выделяющуюся в катушке за время dt, а в правой — энергию, идущую на нагрев катушки, и энергию, отводимую за счет охлаждения.

Уравнение (6-10) может быть представлено в ином виде.

$$P = Gc\frac{d\tau}{dt} + S_к k_т \tau. \qquad (6\text{-}11)$$

Из уравнения (6-11) следует, что в первый момент нагрева, когда $\tau = 0$, скорость нарастания превышения температуры будет:

$$\left(\frac{d\tau}{dt}\right)_0 = \frac{P}{cG}. \qquad (6\text{-}12)$$

В этом случае вся выделяющаяся в обмотке мощность идет на нагрев обмотки.

С течением времени теплоотдача будет возрастать и скорость нарастания превышения температуры будет падать. Когда процесс установится, $\frac{d\tau}{dt}$ станет равной нулю и обмотка достигнет неизменной установившейся температуры.

Решив уравнение (6-11) относительно превышения температуры, получим:

$$\tau = \tau_у \left(1 - e^{-\frac{t_a}{T_н}}\right), \tag{6-13}$$

где

$$\tau_у = \frac{P}{k_т S_к} \tag{6-14}$$

установившееся значение превышения температуры, получающееся теоретически при $t = \infty$, а

$$T_н = \frac{cG}{k_т S_к} \tag{6-15}$$

постоянная времени нагрева.

Уравнение (6-13) описывает экспоненциальную кривую, асимптотически приближающуюся к конечному значению $\tau_у$. Начальный наклон кривой равен P/cG °C в секунду. Если

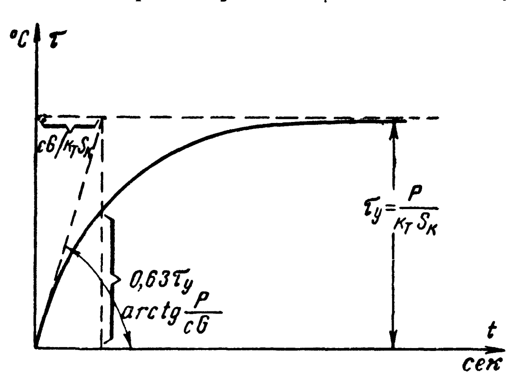


Рис. 6-6. Кривая нагрева катушки при идеальных условиях.

бы температура непрерывно повышалась со своей первоначальной скоростью, конечное значение $\tau_у$ было бы достигнуто за время, равное $T_н$.

В действительности, за интервал времени $t = T_н$ превышение температуры достигает, согласно уравнению (6-13), значения:

$$\tau = \tau_у (1 - e^{-1}) = 0{,}632\,\tau_у,$$

т. е. 63% своей конечной величины.



Рис. 6-7. Кривая охлаждения катушки при идеальных условиях.

Уравнение для процесса охлаждения катушки электромагнита может быть получено из уравнения (6-10), если в его левую часть подставить $P=0$ и считать, что при $t=0$ превышение температуры катушки равно установившемуся значению. Для процесса изменения превышения температуры во времени при охлаждении катушки получим уравнение:

$$\tau=\tau_у\cdot e^{-\frac{t}{T'_н}}. \qquad (6\text{-}16)$$

Здесь $T'_н$ представляет собой постоянную времени для процесса охлаждения. Так как коэффициент теплоотдачи зависит от температуры, то его среднее значение $k_т$ при нагреве в общем случае не равно среднему значению $k'_т$ при охлаждении. Обычно все же считают $k'_т \approx k$ и $T'_н = T_н$. В процессе охлаждения постоянная времени может быть представлена как время, необходимое для снижения температуры охлаждаемого тела до 37% от первоначального значения. Зависимость, даваемая уравнением (6-16), в графическом виде представлена на рис. 6-7.

При анализе экспериментальных данных кривые нагрева и охлаждения удобно строить в полулогарифмическом масштабе.

Логарифмируя правую и левую части уравнения (6-16), получаем:

$$\ln\tau=\ln\tau_у-\frac{t}{T_н}. \qquad (6\text{-}17)$$

Эта зависимость представлена на рис. 6-8. Как видно, график представляет собой прямую линию, отсекающую от оси ординат отрезок, равный ($\ln\tau_у$), и наклоненную под углом $1/T_н$ к оси ординат.

Тот же график может быть применен и для процесса нагрева, если по оси ординат откладывать величину $\ln(\tau_у-\tau)$.

Изображение экспериментально снятых кривых нагрева и охлаждения в полулогарифмическом масштабе позволяет легко определить, насколько они приближаются к экспо-

нентам, а также найти средние коэффициенты, которые можно использовать для аналитического выражения этих кривых.

При длительном режиме работы электромагнита превышение температуры его обмотки достигает

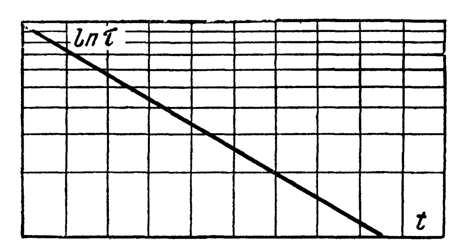


Рис. 6-8. Кривая охлаждения рис. 6-7 в полулогарифмических координатах.

установившегося значения $\tau_у$. Оно не должно превосходить предельно допустимого значения $\tau_д$. Отсюда максимальное значение мощности, на которое может быть рассчитана обмотка, будет:

$$(P_д)_{длит} = \tau_д k_т S_к.$$

Во многих случаях применения электромагнитов их обмотка включается кратковременно в течение времени t_a, а затем находится продолжительное время в обесточенном состоянии. Превышение температуры обмотки при этом не успевает достичь установившегося значения, а за время паузы обмотка охлаждается практически до температуры окружающей среды. Очевидно, в этом случае допустимое значение мощности обмотки может быть повышено по сравнению со случаем длительного включения. Действительно, в этом случае должно удовлетворяться равенство:

$$\tau_д = \tau'_у (1 - e^{-t_a/T_н}).$$

Отсюда

$$(P_д)_{кратк} = (P_д)_{длит} \frac{1}{(1 - e^{-t_a/T_н})};$$

величина

$$p_{кр} = \frac{1}{1 - e^{-t_a/T_н}} \qquad (6\text{-}18)$$

носит название коэффициента перегрузки.

При $t_a \ll T$

$$p_{кр} = \frac{T_н}{t_a}. \qquad (6\text{-}18,а)$$

При прерывистом режиме работы в отличие от предыдущего случая период паузы недостаточен для снижения температуры обмотки до температуры окружающей среды.

Если обозначить через t_a время включенного, а через t_b — выключенного состояния катушки электромагнита, то при периодически повторяющейся нагрузке получаем

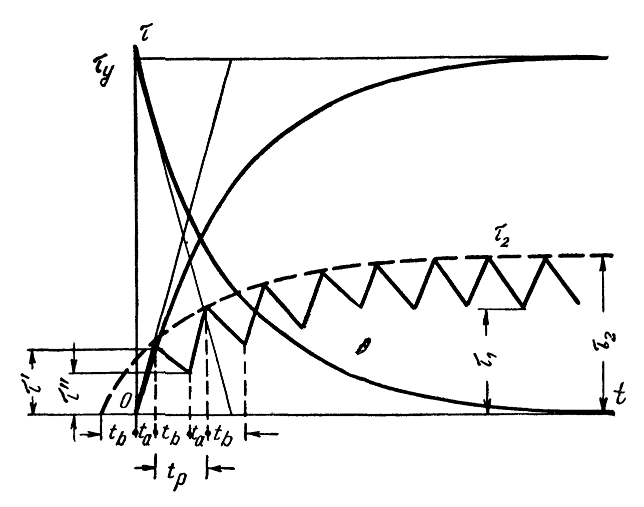


Рис. 6-9. Кривая изменения превышения температуры при прерывистой нагрузке.

ряд следующих друг за другом кривых нагрева и охлаждения, показанных на рис. 6-9. Как видно, установившаяся температура при этом колеблется между некоторым максимумом τ_2 и минимумом τ_1 Коэффициент перегрузки при прерывистом режиме равен отношению превышения температуры $\tau_у$, которое получилось бы при продолжительной работе к действительному превышению температуры τ_2, имеющему место в рассматриваемом случае, которое должно быть равно допустимому превышению температуры $\tau_д$. Записав уравнения для соответствующих значений превышения температуры и сделав необходимые

преобразования [Л.6-3], можно получить выражение для коэффициента перегрузки при прерывистом режиме в виде:

$$p_{\text{прер}}=\frac{\tau_{\text{у}}}{\tau_2}=\frac{1-e^{-\frac{t_a+t_b}{T_{\text{н}}}}}{1-e^{-\frac{t_a}{T_{\text{н}}}}}. \qquad (6\text{-}19)$$

Если время одного полного периода (t_a+t_b) мало по сравнению с постоянной времени нагрева катушки, то

$$p_{\text{прер}}=\frac{t_a+t_b}{t_a}. \qquad (6\text{-}19,а)$$

6-3. Отклонение процесса нагрева катушек от идеальных условий

Все выводы предыдущего параграфа были сделаны в предположении, что мощность P, выделяемая в обмотке, а также удельная теплоемкость c и коэффициент теплоотдачи $k_{\text{т}}$ в процессе нагрева остаются постоянными.

В действительности мощность, потребляемая обмоткой, из-за изменения ее сопротивления, а также удельная теплоемкость и коэффициент теплоотдачи в процессе нагрева изменяются. Кроме того, если даже тепло выделяется равномерно во всех частях катушки, в ней будет возникать перепад температур благодаря тому, что тепло будет распространяться от внутренних слоев катушки через внешние и затем рассеиваться с ее поверхности. Поэтому действительная кривая нагрева катушки в большей или меньшей степени будет отличаться от экспоненциальной кривой, полученной в предположении постоянства мощности, потребляемой изотермической катушкой.

На рис. 6-10 показаны экспериментальные кривые превышения температуры, полученные для бескаркасной катушки, имеющей бумажную изоляцию между слоями. Кривые *а* даны для различных мощностей, потребляемых катушкой, подвешенной вертикально в воздухе. Кривые *в* относятся к той же катушке, что и кривые *а*, но в этом случае катушка помещена в броневой цилиндрический электромагнит. (Этот электромагнит показан на рис. 7-7,*б*.)

Как видно из кривых для одних и тех же мощностей, установившиеся значения превышения температуры, а так-

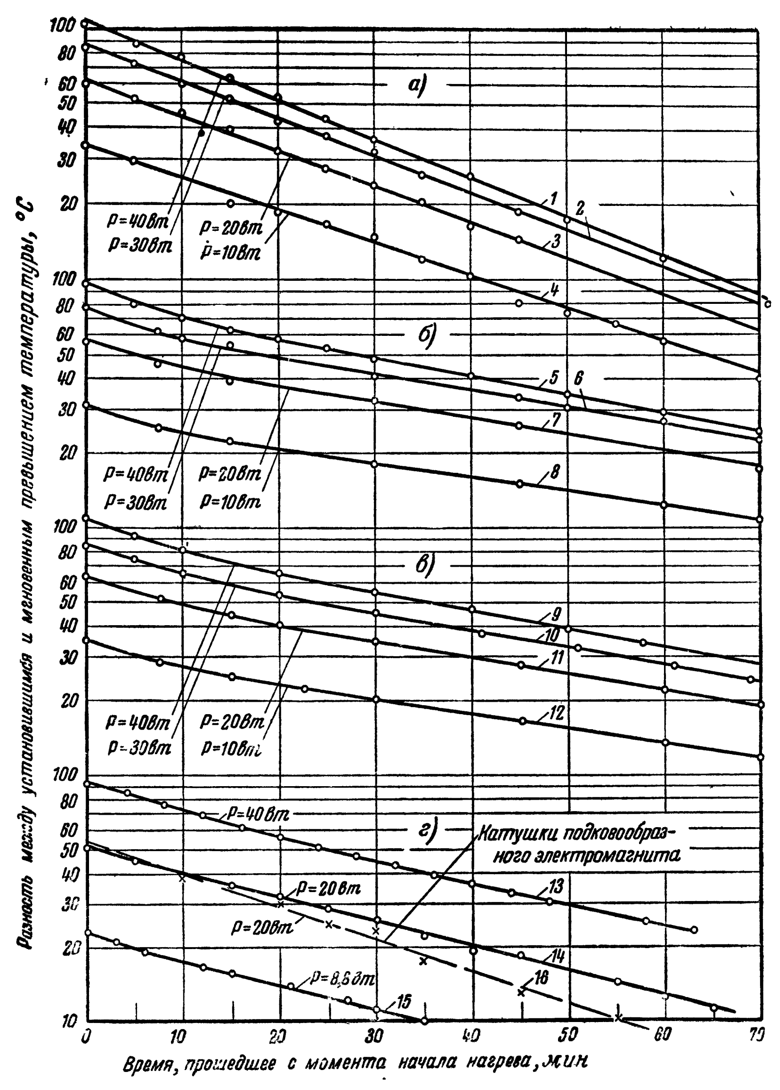


Рис. 6-10. Кривые разности установившегося и мгновенного превышения температуры для различных катушек (в полулогарифмическом масштабе).

же и коэффициент теплоотдачи останутся теми же, что для кривых *а*. В начале периода нагрева кривые имеют тот же наклон, что и кривые *а*. Это свидетельствует о том, что эффективная теплоемкость обусловлена только катушкой. Затем наклон кривых уменьшается благодаря влиянию теплоемкости стали.

Кривые *б* относятся к тому случаю, когда пространство между кожухом броневого электромагнита и катушкой было заполнено компаундом, обладающим высокой теплопроводностью. Из этих кривых видно, что при тех же мощностях установившееся значение превышения температуры будет ниже, чем для случая *а*. В течение первых 10 *мин* нагрева наклон кривых *9* и *5* практически тот же, что и наклон кривой *1*, так как на нагрев влияют лишь параметры самой обмотки. При дальнейшем нагреве начнет сказываться теплоемкость магнитопровода. Поэтому при времени нагрева, равном 20 *мин*, наклон кривых *б* и *в* становится значительно меньше, чем у кривых *а*. Анализ ряда экспериментальных данных показывает, что магнитопровод эффективно влияет на процесс нагрева лишь по истечении времени, равного примерно одной трети постоянной времени нагрева катушки. По истечении этого времени для катушек, находящихся в хорошем тепловом контакте со стальными частями электромагнита (кривые *б*), эффективную теплоемкость стали можно считать равной примерно 55% от ее полной теплоемкости; для катушек с плохим тепловым контактом (кривые *в*) эту величину следует брать меньшей и равной примерно 45%.

В начальный период времени нагрева приведенные величины теплоемкости стали ориентировочно следует сократить примерно вдвое.

Кривые *г* относятся к той же катушке, но насаженной на сердечник подковообразного электромагнита. В этом случае, хотя катушка неполностью окружена сталью, приведенные соотношения для определения эффективной теплоемкости стали остаются почти теми же.

Таким образом, как показывает анализ экспериментальных данных, нагрев катушки электромагнита, взятой обособленно (кривые *а* на рис. 6-10), следуют экспоненциальному закону. При этом теплоотдача возрастает при увеличении значений установившегося превышения температуры.

Если катушка электромагнита соприкасается со стальными частями, но имеет место плохой тепловой контакт,

установившиеся значения превышения температуры практически не меняются.

Если катушка электромагнита имеет хороший тепловой контакт со стальными частями, установившиеся значения превышения температуры будут ниже, чем в предыдущих случаях.

Влияние изменения в процессе нагрева теплоемкости и теплоотдачи частично взаимно компенсируются и во многих практически встречающихся случаях их можно не учитывать. Изменение же мощности, потребляемой обмоткой, из-за изменения ее сопротивления, особенно в тех случаях, когда допустимые температуры нагрева высоки, может сильно влиять на характер нагрева. Чтобы иметь возможность учесть этот фактор в расчетах, рассмотрим его раздельно для обмоток параллельного и последовательного включения.

Для случая обмотки параллельного включения (напряжение постоянно) мощность, выделяющаяся в ней, будет:

$$P=\frac{U^2}{R}.$$

Так как $R=R_0(1+\alpha\tau)$, то

$$P=\frac{P_0}{1+\alpha\tau},$$

где P_0 — потери в обмотке при 20° С (исходная температура при всех расчетах);

α — температурный коэффициент материала провода обмотки;

$\tau=(\vartheta-20)$ — превышение температуры обмотки относительно температуры окружающей среды, равной 20° С.

Подставив значение мощности в уравнение (6-10) и решив его относительно времени нагрева, получим:

$$t=T\frac{1}{2}\left[\frac{2-A^2}{B}\ln\left(\frac{B-A}{B+A}\cdot\frac{B+A+2\alpha\tau}{B-A-2\alpha\tau}\right)+A\ln\frac{\tau_0}{\tau_0-A\tau-\alpha\tau^2}\right], \qquad (6\text{-}20)$$

где

$$A=1+\alpha(\vartheta_0-20);\quad B=\sqrt{1+4\alpha\tau_\partial};\quad \tau_0=\frac{P_0}{k_т S_к}.$$

Значение τ_0 представляет собой расчетную величину превышения температуры, которая получилась бы в том

случае, если в процессе нагрева сопротивление обмотки оставалось бы неизменным. При длительном режиме работы обмотки превышение ее температуры достигает установившегося значения. Это значение не должно превосходить предельно допустимой величины $\tau_д$. Рассматривая установившееся тепловое состояние, из уравнения (6-20) получим:

$$P_{од} = k_т S_к \tau_д (A + \alpha \tau_д). \qquad (6\text{-}21)$$

Для случая обмотки последовательного включения (ток постоянен), наоборот, мощность, выделяющаяся в ней в процессе нагрева, будет увеличиваться:

$$P = I^2 R,$$

а значит,

$$P = P_0 (1 + \alpha \tau).$$

Уравнение нагрева тогда получит вид:

$$t = T \frac{1}{1 + \alpha \tau_0} \ln \frac{A \cdot \tau_0}{A\tau_0 - (1 - \alpha \tau_0)\tau}. \qquad (6\text{-}22)$$

Для установившегося теплового состояния из уравнения (6-22) получаем:

$$P_{од} = k_т S_к \frac{\tau_д}{A + \alpha \tau_д}. \qquad (6\text{-}23)$$

Уравнения (6-21) и (6-23) дают возможность определить те значения мощности, которые можно допустить в обмотке заданных габаритов при температуре 20° С, исходя из того, чтобы температура обмотки при длительном режиме работы не превзошла допустимой величины.

6-4. Распределение температуры внутри катушки

Температура внутри обмотки будет выше, чем температура ее поверхности. Наибольший интерес представляет температура наиболее нагретого слоя τ_m, так как именно она не должна превышать допустимой температуры $\tau_д$.

Общее уравнение теплового баланса обмотки, если его записать в цилиндрических координатах, будет иметь вид:

$$c\gamma \frac{\partial \tau}{\partial t} = p + \lambda_r \left[\frac{\partial^2 \tau}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau}{\partial r} \right] + \lambda_z \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2}, \qquad (6\text{-}24)$$

где c — удельная теплоемкость;
γ — удельный вес;
τ — превышение температуры;
t — время;
p — потери в единице объема;
λ — удельная теплопроводность;
r — текущий радиус;
z — координата, совпадающая с направлением вдоль оси катушки

Как показывают исследования [Л. 6-4], теплоотдача с торцов катушки, особенно из-за того, что в электромагнитах постоянного тока обмотка имеет вытянутую вдоль оси форму, почти не сказывается на максимальном превышении температуры. Принимая это во внимание и рассматривая установившийся режим, получаем уравнение:

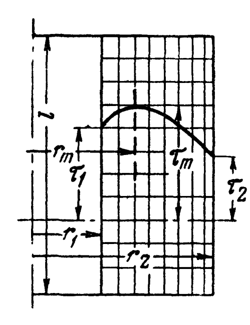


Рис. 6-11. Изменение превышения температуры по толщине катушки.

$$\frac{p}{\lambda_r}+\frac{\partial^2\tau}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\,\frac{\partial\tau}{\partial r}=0, \qquad (6\text{-}25)$$

решение которого имеет вид:

$$\tau=-\frac{p}{\lambda}\,\frac{r^2}{4}+C_1\ln r+C_2, \qquad (6\text{-}26)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования, а $\lambda=\lambda_r$.

Для определения постоянной C_1 воспользуемся условием, что при $r=r_m$ (рис. 6-11) превышение температуры равно τ_m.

Тогда

$$\left(\frac{\partial\tau}{\partial r}\right)_{r=r_m}=-\frac{p}{2\lambda}r_m+\frac{C_1}{r_m}=0,$$

откуда $C_1=\frac{p}{2\lambda}r_m^2$, и уравнение для превышения температуры будет:

$$\tau=-\frac{pr^2}{4\lambda}+\frac{p}{2\lambda}r_m^2\ln r+C_2. \qquad (6\text{-}27)$$

Для $r=r_m$, т. е. для радиуса, соответствующего наиболее нагретому слою, получаем:

$$\tau_m=-\frac{pr_m^2}{4\lambda}+\frac{p}{2\lambda}r_m^2\ln r_m+C_2. \qquad (6\text{-}28)$$

Вычтя из уравнения (6-28) уравнение (6-27), получим изменение температуры по радиусу катушки:

$$\tau_m - \tau = \frac{p}{4\lambda}(r^2 - r_m^2) + \frac{p}{2\lambda} r_m^2 \ln \frac{r_m}{r}. \qquad (6\text{-}29)$$

Если теплоотдача в радиальном направлении происходит и к оси катушки и к внешней поверхности, тогда в уравнение (6-29) нужно подставить значение r_m, вычисленное по формуле:

$$r_m = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(r_2 - r_1)^2 + \frac{\lambda r_1}{(k_т)_1} + \frac{\lambda r_2}{(k_т)_2}}{\ln \frac{r_1}{r_2} + \frac{\lambda}{(k_т)_1 r_1} + \frac{\lambda}{(k_т)_2 r_2}}}, \qquad (6\text{-}30)$$

полученной из условия передачи тепла в двух направлениях, где r_2 — радиус внешней поверхности катушки;

$(k_т)_2$ — коэффициент теплоотдачи с внешней поверхности катушки;

r_1 — радиус внутренней поверхности катушки;

$(k_т)_1$ — коэффициент теплоотдачи с внутренней поверхности катушки.

Если теплоотдача с внутренней поверхности катушки мала по сравнению с отдачей тепла с наружной поверхности, тогда максимальное превышение температуры получится при $r_m = r_1$, а минимальное — при $r_m = r_2$ и перепад температуры по радиусу катушки будет:

$$\tau_m - \tau_2 = \frac{p}{4\lambda}(r_2^2 - r_1^2) + \frac{p}{2\lambda} r_1^2 \ln \frac{r_1}{r_2}. \qquad (6\text{-}31)$$

На рис. 6-12 приведены кривые [Л. 6-4] изменения превышения температуры по радиусу катушки, размеры которой показаны там же. Катушка каркасная, имела 6 120 витков эмалевого провода $d = 0{,}53$ *мм*. Кривая *1* получена для катушки, у которой теплоотдача с внутренней поверхности катушки практически отсутствовала: через катушку пропускался ток 360 *ма*. Кривая *2* получена при условии теплоотдачи в двух направлениях — с внутренней и наружной поверхностей. Через катушку проходил ток 450 *ма*. Теплоотдача к оси катушки составляла примерно 30% от теплоотдачи к внешней поверхности. Как видно, в первом случае радиус наиболее нагретого слоя находится почти около внутренней поверхности катушки ($r_m = 18$ *мм*), во втором случае — сдвинут вправо ($r_m = 23$ *мм*).

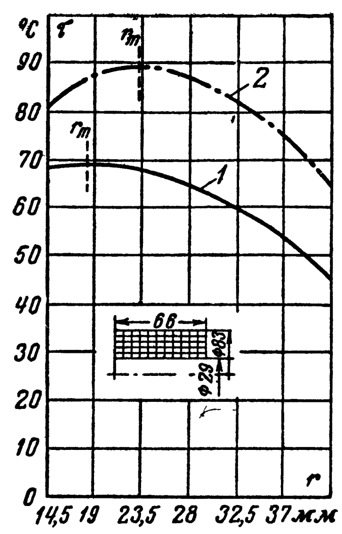


Рис. 6-12. Распределение превышения температуры по радиусу катушки

1 — теплоотдача с внутренней поверхности отсутствует, ток в катушке равен 360 *ма*, *2* — теплоотдача в двух направлениях ток в катушке равен 450 *ма*

Если пренебречь теплоотдачей с торцов катушки и с ее внутренней поверхности, изотермы внутри катушки будут представлять собой прямые линии, параллельные оси катушки.

В некоторых случаях (например, в электромагнитах с цилиндрическим корпусом) обмотка со всех сторон окружена металлом магнитопровода, причем тепловой контакт ее с сталью обычно бывает достаточно хорошим. Это объясняется тем, что каркасом обмотки большей частью служит латунная трубка, являющаяся одновременно направляющей для подвижного сердечника, и тем, что обмотки обычно компаундируются.

Тогда можно предположить, что превышение температуры внутренней и наружной поверхностей одинаковы:

$$\tau_1 = \tau_2.$$

Анализ [Л. 6-7] показывает, что при этих граничных условиях максимально нагретый слой располагается практически в середине обмотки:

$$r_m = \frac{r_1 + r_2}{2}.$$

У подобных электромагнитов толщина намотки обычно значительно меньше наружного радиуса обмотки, и, следовательно, отношение r_m/r_2 близко к единице. Поэтому можно принять, что

$$\ln\frac{r_m}{r_2} = \frac{r_m - r_2}{r_2} - \frac{1}{2}\left(\frac{r_m - r_2}{r_2}\right)^2.$$

Подставляя значения r_m и $\ln\frac{r_m}{r_2}$ в уравнение (6-29), после преобразований получим:

$$\tau_m - \tau_2 = \frac{p}{16\lambda}(r_2 - r_1)^2\left[2 - \left(\frac{r_2 - r_1}{r_2}\right)^2\right]. \qquad (6\text{-}32)$$

В уравнениях для расчета перепада превышения температуры по радиусу катушки (уравнения 6-29, 6-31 и 6-32) имеется коэффициент теплопроводности λ. Следует иметь ввиду, что катушка электромагнита не представляет собой однородного тела, поэтому обычно для определения λ пользуются понятием «замещающего тела», подразумевая такое однородное тело, которое, имея те же геометрические размеры, что и рассматриваемая катушка, имеет одинаковые с ней свойства в отношении теплопроводности. Выражение для теплопрводности замещающего тела катушки, выполненной из круглой изолированной проволоки, имеет следующий вид [Л. 6-5]:

$$\lambda = 0{,}6\,\lambda_{и}\frac{d}{d+\Delta}, \qquad (6\text{-}33)$$

где $\lambda_{и}$ — теплопроводность материала изоляции проволоки;

d — диаметр проволоки без изоляции;

Δ — толщина изоляции.

Для катушки, намотанной из прямоугольного провода,

$$\lambda = \lambda_{и}\frac{a}{a+2\Delta}\,\frac{b+2\Delta}{2\Delta}, \qquad (6\text{-}34)$$

где a — размер сечения проводника в направлении оси катушки;

b — то же, в радиальном направлении.

Таким образом, как видно из приведенных уравнений, при одинаковых удельных потерях максимальное превышение температуры внутри обмотки и положение наиболее нагретого слоя будут зависеть в основном от:

а) формы катушки (соотношение между r_1, r_2 и l);

б) от рода и толщины изоляции провода;

в) от конструкции и материала каркаса и пропитки обмотки;

г) от положения обмотки в электромагните и влияния нагрева других частей электромагнита.

6-5. Связь между размерами обмотки и ее параметрами при расчете по максимально допустимому превышению температуры для различных режимов работы

Для продолжительного режима работы, не учитывая перепада температуры внутри катушки, можно воспользоваться формулой (6-23):

$$I^2R = k_{т}S_{к}\tau\frac{1}{A_1+a\tau}.$$

Подставив в исходное уравнение выражение для сопротивления катушки

$$R = \rho \frac{\pi (D_o)_{ср} w^2}{f_к l_к h_к},$$

получим зависимость н. с. катушки от ее геометрических размеров и превышения температуры

$$\Theta^2 = \frac{\tau}{A + \alpha\tau} \frac{f_к l_к h_к k_т S_к}{\rho\pi (D_o)_{ср}}, \qquad (6\text{-}35)$$

где $\pi (D_o)_{ср}$, $l_к$, $h_к$ — длина среднего витка, длина катушки и ее толщина, *см*;

ρ — удельное сопротивление, *ом·см*;

$S_к$ — поверхность охлаждения катушки, *см*²*.*

Выразив $(D_o)_{ср}$, $h_к$ и $S_к$ через соответствующие размеры катушки и считая $\eta_т = 1$ [см. уравнение (6-6)], а $D_к = D_o$ и $d_к = d_o$, получим:

$$\Theta^2 = \frac{\tau}{A + \alpha\tau} \cdot \frac{k_т f_к}{\rho} l_к^2 (D_к - d_к). \qquad (6\text{-}36)$$

Отсюда можно определить максимальную н. с., которую можно получить при заданных габаритах обмотки и превышении температуры, равном допустимому $\tau_д$:

$$\Theta_m = l_к \sqrt{\frac{\tau_д}{A + \alpha\tau_д} k_т \frac{f_к}{\rho} (D_к - d_к)}. \qquad (6\text{-}37)$$

При п р е р ы в и с т о м р е ж и м е максимальная н. с. обмотки может быть увеличена в $\sqrt{p_{прер}}$ раз, где коэффициент перегрузки $p_{прер}$ определяется уравнением (6-19) или (6-19,*а*).

При к р а т к о в р е м е н н о м р е ж и м е н. с. может быть еще повышена. В этом случае по сравнению со значением, даваемым уравнением (6-37), она может быть увеличена в $\sqrt{p_{кр}}$ раз, где коэффициент перегрузки $p_{кр}$ определяется уравнением (6-18) или (6-18,*а*).

В случае известного значения н. с. или мощности, выделяющейся в обмотке при кратковременном режиме, из уравнения (6-14) можно найти:

$$(t_a)_{макс} = T_н \ln \frac{k_т S_к \tau_д}{k_т S_к \tau_д - P}. \qquad (6\text{-}38)$$

Как уже указывалось, в процессе нагрева катушки часть тепла может передаваться стали магнитопровода.

С учетом влияния отдачи тепла стали постоянную времени катушки $T_н$ можно вычислять по приближенной формуле:

$$T_н = \frac{c_м G_м + \beta c_{ст} G_{ст}}{k_т S_к}, \qquad (6\text{-}39)$$

где $c_м$ — теплоемкость меди катушки;

$c_{ст}$ — теплоемкость стали магнитной системы;

β — коэффициент, учитывающий степень передачи тепла от обмотки к стали;

$S_к$ — поверхность охлаждения катушки.

Коэффициент β зависит от времени включения обмотки и от условий теплопередачи от обмотки к стали.

В табл. 6-1 приведены значения β, полученные на основании опытных данных.

Таблица 6-1

Значения коэффициента β для уравнения (6-39)

Период нагрева	Хорошая теплопередача			Плохая теплопередача		
	$\gamma' \leq 1,25$	$1,25 < \gamma' < 5$	$\gamma \geq 5$	$\gamma' \leq 1,25$	$1,25 < \gamma' \leq 5$	$\gamma' \geq 5$
$t_b < \frac{T}{3}$	0,55	$0,55\left[0,5 + 0,5\frac{5-\gamma'}{3,75}\right]$	0,275	0,45	$0,45\left[0,5 + 0,5\frac{5-\gamma'}{3,75}\right]$	0,225
$t_b > \frac{T}{3}$	0,55	0,55	0,55	0,45	0,45	0,45

Коэффициент $\gamma' = \frac{c_{ст} G_{ст}}{S_к}$ характеризует отношение теплоемкости стали к поверхности охлаждения катушки. Влияние времени включения на изменение β сильнее сказывается в электромагнитах, где поверхность охлаждения катушки относительно мала. По условиям теплопередачи в таблице даны две графы — для хорошей теплопередачи от обмотки к стали (бескаркасные катушки с намоткой на сердечнике, бескаркасные небандажированные катушки) и для плохой теплопередачи (бескаркасные бандажированные и каркасные катушки).

Если время включенного состояния обмотки непродол-

жительно — порядка нескольких секунд, можно пренебречь влиянием теплоотдачи. Тогда уравнение нагрева принимает вид:

$$I^2Rt = cG\tau.$$

Подставив выражения для сопротивления R обмотки и ее веса G, получаем предельное значение плотности тока в обмотке кратковременного режима работы:

$$j_{\text{макс}} = \sqrt{\left(\frac{c\gamma}{\rho}\right)_{\text{меди}} \frac{\tau_{\text{д}}}{t}}. \qquad (6\text{-}40)$$

В табл. 6-2 даны вычисленные по полученной формуле значения допустимой плотности тока, для односекундного включения обмотки.

Если длительность включения t *сек*, приведенные в таблице значения нужно разделить на $\sqrt{t}$.

Таблица 6-2

Значение допустимой плотности тока для обмоток при односекундной нагрузке

	Класс изоляции		Компаундированные катушки
	О	А	
$\vartheta_{\text{д}}$ °С	90	105	120
$\tau_{\text{д}} = \vartheta_{\text{д}} - 35$, °С	55	70	85
$j_{\text{д}}$, *а/мм²*	100	108	117

ЛИТЕРАТУРА

6-1. Третьяк Г. Т. и Лысов Н. Е., Основы тепловых расчетов электрической аппаратуры, ОНТИ, 1935.

6-2. Буйлов А. Я., Основы электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, 1946.

6-3. Кулебакин В. С., Пусковые и регулирующие реостаты, Госэнергоиздат, 1932.

6-4. Аронов Р. Л., Методы расчетов тепловых процессов в активных материалах электромеханических конструкций, ГОНТИ, 1938.

6-5. Видмар М., Трансформаторы, Перев. с нем., Гостехиздат, 1930.

6-6. Ступель Ф. А., Электромеханические реле, Изд. Харьковского университета, 1956.

6-7. Гордон А. В., Расчет броневых электромагнитов минимального веса, диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

6-8. Кобленц М. Г., Определение перегрева катушек контакторов постоянного тока, «Вестник электропромышленности», 1947, № 7.

6-9. Витенберг М. И., Определение нагрева обмоток электромагнитных реле, «Автоматика и телемеханика», 1958, том XIX, № 11.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ С ВТЯГИВАЮЩИМСЯ ЯКОРЕМ

7-1. Общие замечания

Электромагниты с втягивающимся якорем, или, как их называют, втяжные электромагниты, получили наибольшее распространение в качестве силовых электромагнитов, основным назначением которых является совершать определенную работу на протяжении известного пути, приводя при этом в движение те или иные рабочие органы различных механизмов.

Особенности характеристик втяжных электромагнитов и их основных расчетных соотношений определяются тем, что якорь у них целиком или частично располагается внутри катушки с обмоткой и в процессе срабатывания дополнительно погружается в нее. Втягивание якоря происходит как за счет магнитного потока, проходящего через торцовую поверхность якоря, так и за счет действия магнитного потока рассеяния, проходящего через его боковую поверхность.

Втяжные электромагниты постоянного тока, как правило, выполняются с массивным магнитопроводом. В большинстве случаев они имеют цилиндрическую форму (рис. 7-1), будучи заключены в сплошную оболочку в виде трубы. Последняя играет роль части магнитопровода, по которой замыкается магнитный поток. Такая форма электромагнита весьма удобна с точки зрения изготовления: все его части представляют собой тела вращения, обработка которых может производиться на токарных станках.

Иногда магниты имеют форму параллелепипеда (рис. 7-2). Однако такая форма является более трудоемкой в изготовлении и менее выгодной с точки зрения габа-

ритов Поэтому подобные электромагниты встречаются значительно реже Исключение составляют электромагниты с шихтованным Ш-образным магнитопроводом и Т-образным сердечником (рис. 7-3). Такая конструкция применяется в тех случаях, когда с целью унификации производства используется одна и та же магнитная система как для электромагнитов постоянного, так и переменного тока.

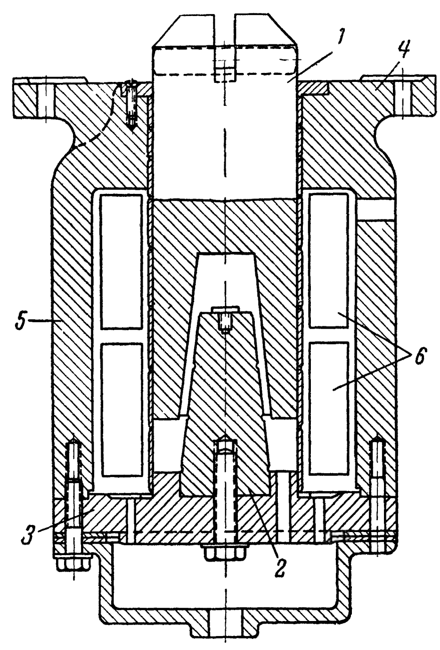


Рис. 7-1. Электромагнит с цилиндрическим корпусом

Основными частями большинства втяжных цилиндрических электромагнитов (рис. 7-1) являются подвижный сердечник или якорь *1*, неподвижный сердечник или стоп *2*, торцовой фланец *3*, проходной фланец, охватывающий якорь *4*, корпус *5*, катушка *6*. Рабочий магнитный зазор δ расположен между подвижным и неподвижным сердечниками, паразитный зазор e — между подвижным сердечником и охватывающим его фланцем. В некоторых случаях, когда неподвижный сердечник отсутствует, рабочий воздушный зазор располагается между якорем и торцовым фланцем

Размеры электромагнита тесно связаны с производимой им работой и зависят как от требующейся продолжительности включенного состояния обмотки, так и от рационального выбора конструкции электромагнита. Во многих случаях втяжные электромагниты имеют достаточно большие размеры и вес, что в свою очередь отражается на размерах и весе того устройства, куда входит электромагнит. Вследствие этого задача выбора той или иной разновидности втяжного электромагнита и определенных соотношений его основных размеров бывает обычно подчинена стремлению получения заданной работы при минимальном весе.

Это достигается путем подбора такой формы тяговой

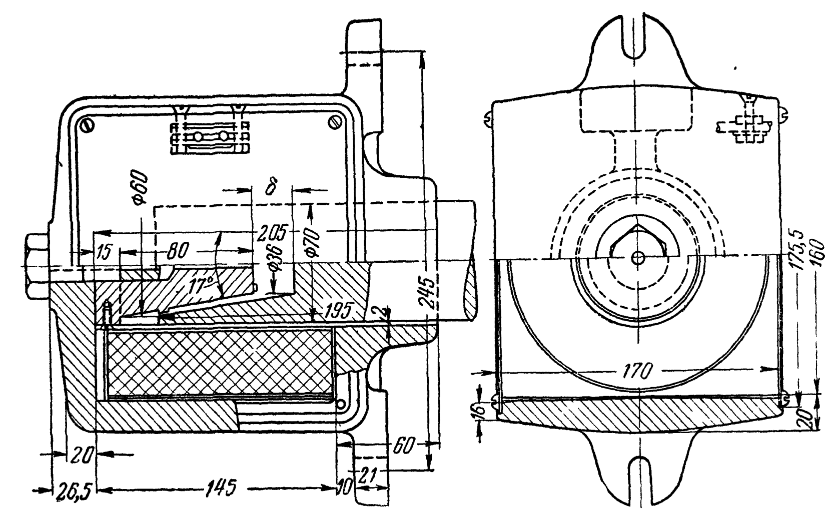


Рис 7-2. Электромагнит с корпусом в виде рамы прямоугольной формы.

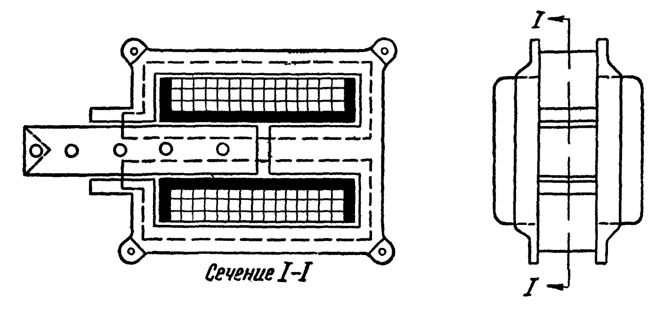


Рис. 7-3. Электромагнит с шихтованным магнитопроводом.

характеристики, при которой заданное значение полезной работы для конструируемого электромагнита получается при максимальной магнитной и необходимой механической эффективности таким образом, чтобы начальное положение якоря электромагнита соответствовало точке максимума условной полезной работы. При фиксируемом требуемом ходе якоря смещение рабочей точки в область максимума условной полезной работы во втяжных электромагнитах достигается изменением формы рабочего воздушного промежутка, соответствующим выбором величины сечения якоря и соотношения между длиной якоря и длиной всего

электромагнита. Форма рабочего воздушного промежутка зависит от конфигурации конца якоря и той части магнитопровода, к которой он притягивается (неподвижного сердечника или торцового фланца).

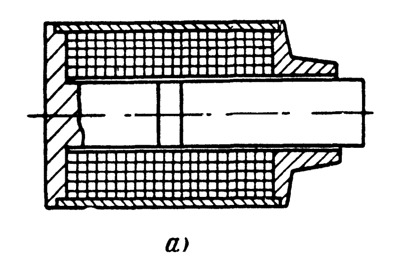
Различают следующие основные разновидности втяжных цилиндрических, электромагнитов.

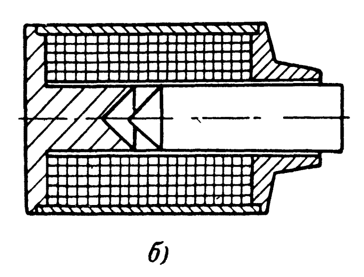
1. Электромагниты, имеющие неподвижный сердечник:

а) с якорем, имеющим плоский конец (рис. 7-4,*а*);

б) с якорем, имеющим конический конец (рис. 7-4,*б*);

в) с якорем, имеющим усеченно-конический конец (рис. 7-4,*в*).





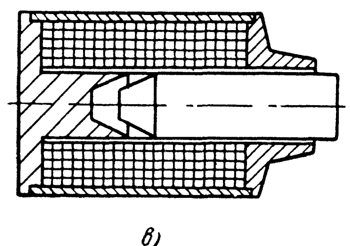


Рис. 7-4. Втяжные электромагниты с неподвижным сердечником.
а — электромагнит с якорем, имеющим плоский конец; *б* — электромагнит с якорем, имеющим конический конец, *в* — электромагнит с якорем, имеющим усеченно-конический конец.

2. Электромагниты без неподвижного сердечника:

а) с якорем, имеющим ступенчато-цилиндрический конец (рис. 7-5,*а*);

б) с якорем, имеющим суживающийся конец (рис. 7-5,*б*).

3. Электромагниты с разомкнутой магнитной цепью:

а) втяжные электромагниты с незамкнутой магнитной цепью (рис. 7-6,*а*);

б) втяжные электромагниты без магнитопровода (рис. 7-6,*б*).

Возможность получения для заданных условий работы электромагнита минимальных размеров и веса определяется не только правильностью выбора формы рабочего воздушного промежутка, но и тем, насколько целесообразно

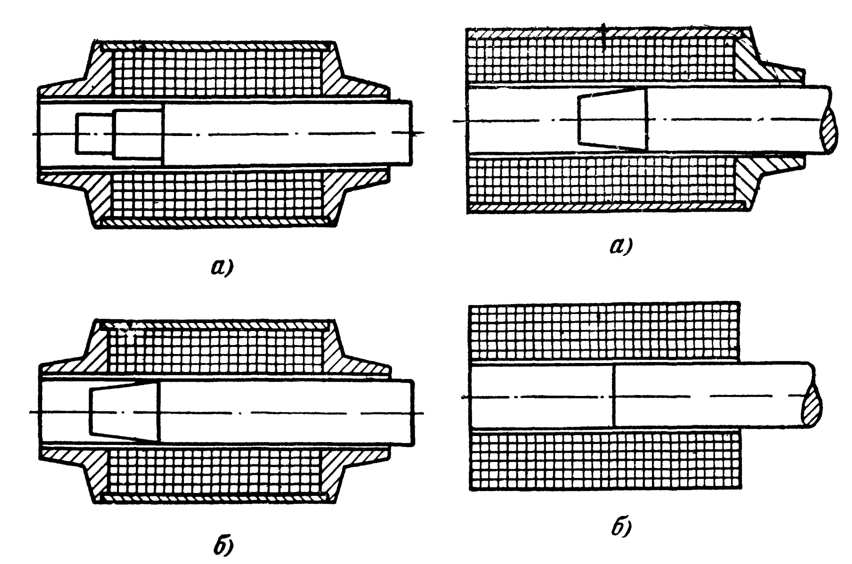


Рис. 7-5. Втяжные электромагниты без неподвижного сердечника.

а — электромагнит со ступенчато-цилиндрическим якорем; *б* — электромагнит с суживающимся якорем.

Рис. 7-6. Втяжные электромагниты, работающие за счет взаимодействия магнитного потока, пересекающего обмотку с током, протекающим по ней.

а — электромагнит с незамкнутой магнитной цепью; *б* — электромагнит без магнитопровода.

выбраны размеры его основных частей. В первую очередь это относится к размерам подвижного и неподвижного сердечников, так как они главным образом определяют размеры обмотки электромагнита. Малое сечение подвижного и неподвижного сердечников может привести к большой величине н. с., необходимой для проведения магнитного потока через рабочий воздушный зазор и сердечники. Завышенные размеры приводят к чрезмерному увеличению длины среднего витка обмотки и, следовательно, к чрезмерному увеличению ее веса. Существенно влияют на характеристики электромагнита также и размеры его фланцев и корпуса.

Опыт показывает, что рациональное соотношение длины и диаметра электромагнита связано с его начальной силой и ходом, а, следовательно, с формой его рабочего воздушного промежутка. Длинноходовые электромагниты бывают конструктивно относительно длинными, а короткоходовые — короткими. Электромагниты на большее тяговое усилие

имеют больший диаметр, а на меньшее—меньший диаметр.

Из уравнения (4-3,*б*) следует, что диаметр якоря

$$d_я = c\frac{\sqrt{F_э}}{B}.$$

Так как рациональное значение индукции в воздушном зазоре лежит в известных пределах и не может выбираться произвольно, то можно считать, что диаметр якоря пропорционален корню из требующейся силы:

$$d_я = c_1\sqrt{F_э}.$$

Как будет далее показано, существует определенная связь между диаметром якоря и диаметром корпуса электромагнита. При этом их соотношение практически не зависит от величины силы, на которую проектируется электромагнит. Таким образом, можно также считать, что внешний диаметр электромагнита пропорционален корню из начальной тяговой силы. Длина электромагнита при этих условиях будет определяться необходимой величиной н. с. обмотки. Последняя при выбранном значении индукции в зазоре и данной его конфигурации пропорциональна величине зазора δ.

Таким образом, соотношение

$$\frac{\sqrt{F_э}}{\delta} = \Pi$$

может характеризовать форму электромагнита, а, следовательно, и наиболее благоприятную конфигурацию его рабочего воздушного промежутка.

Эта величина называется конструктивным показателем (Π). Обычно при его подсчете силу $F_э$ берут в килограммах, а зазор δ в сантиметрах.

Практика построения втяжных электромагнитов подтверждает возможность выбора конфигурации рабочего промежутка и основных размеров деталей электромагнита, базируясь на величине конструктивного показателя. При этом действительно получается максимальное использование материала для заданных условий работы.

7-2. Цилиндрические втяжные электромагниты, имеющие неподвижный сердечник

Большинство встречающихся на практике цилиндрических втяжных электромагнитов выполняется с неподвижным сердечником. Отличительной особенностью их электромеханической характеристики является весьма значительное, как правило, возрастание силы, действующей на якорь в конце его хода.

На рис. 7-7 приведены характеристики цилиндрического втяжного электромагнита с якорем, имеющим плоский конец, и дан эскиз его магнитной системы. Полученные экспериментально электромеханические характеристики $F_э = f(\delta)$ относятся к трем значениям тока в обмотке электромагнита: 0,4; 0,8 и 1,5 *а*. Там же приведена кривая, характеризующая величину условной полезной работы электромагнита $(w_п)_у = \varphi(\delta)$.

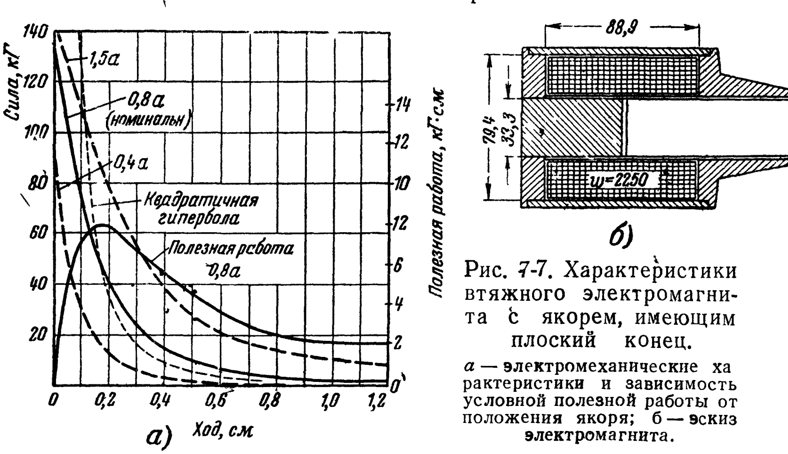


Рис. 7-7. Характеристики втяжного электромагнита с якорем, имеющим плоский конец.

а — электромеханические характеристики и зависимость условной полезной работы от положения якоря; *б* — эскиз электромагнита.

Электромеханические характеристики имеют гиперболический характер. Отклонение экспериментальной кривой от зависимости типа $y = \frac{a}{x^2}$, изображенной на графике пунктиром, связано с влиянием насыщения и ограничивающим действием паразитного зазора.

Из кривой условной полезной работы видно, как последняя изменяется в зависимости от начального положения якоря. Как указывалось, при определенном начальном положении в рассматриваемом случае при $\delta \doteq 1{,}75$ *мм* условная полезная работа достигает максимума.

Величина электромагнитной силы, действующей на якорь втяжного электромагнита, выражается уравнением (4-14). По условиям вывода этого уравнения и в соответствии с соображениями, изложенными во второй главе,

$$\theta_\delta l_{к.р} G_\delta = \Phi_\delta.$$

Тогда уравнение (4-14) принимает следующий вид:

$$F_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\Phi_\delta}{G_\delta}\right)^2 \frac{l_к}{l_{к.р}} \left[\frac{dG_\delta}{d\delta} + \frac{G_\delta}{l_{к р}} + \frac{1}{l_{к р}}\left(G_\delta + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{g_s l_{я.р}^2}{l_к}\right) \frac{dl_{я.р}}{d\delta}\right]. \qquad (7\text{-}1)$$

Входящие в это уравнение расчетные значения длины корпуса электромагнита $l_{к.р}$ и длины якоря (подвижного сердечника) $l_{я.р}$ определяются на основании уравнения (2-72) или упрощенного выражения (2-39).

Уравнение (7-1) учитывает влияние паразитного зазора между сердечником и охватывающим его фланцем на величину силы, действующей на якорь. Если рассматривать те положения якоря, когда рабочий зазор δ относительно велик и проводимость паразитного зазора значительно превышает рабочую проводимость, то можно принять $l_{я.р} \approx \approx l_я$ и $l_{к.р} \approx l_к$. В этом случае

$$\frac{dl_{я р}}{d\delta} = \frac{dl_я}{d\delta} = -1.$$

Учитывая это, выражение для силы электромагнитного притяжения принимает следующий упрощенный вид:

$$F_э = -5{,}1 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\Phi_\delta}{G_\delta}\right)^2 \left[-\frac{dG_\delta}{d\delta} + g_s \frac{l_я^2}{l_к^2}\right]. \qquad (7\text{-}2)$$

Как видно из уравнений (7-1) и 7-2), сила складывается из двух составляющих: составляющей, определяющейся изменением проводимости рабочего зазора, т. е. связанной с непосредственным притяжением якоря к неподвижному сердечнику, и составляющей, связанной с наличием магнитного потока рассеяния между боковой поверхностью якоря и корпусом электромагнита. Учитывая знак $\frac{dG\delta}{d\delta}$, обе эти составляющие действуют согласованно. Для цилиндри-

ческих втяжных электромагнитов с неподвижным сердечником ход якоря обычно относительно невелик, и составляющая силы непосредственного притяжения в значительной мере преобладает над составляющей силы, определяющейся наличием рассеяния. Это преобладание увеличивается по мере перемещения якоря по направлению к неподвижному сердечнику, и в конце хода электромагнитная сила, действующая на якорь, определяется почти исключительно непосредственным притяжением якоря к неподвижному сердечнику. Если бы отсутствовало насыщение и ограничивающее влияние паразитного зазора при малых рабочих зазорах, магнитный поток, а следовательно, и сила электромагнитного притяжения могли бы достигать очень больших величин.

При нулевом или близком к нулю рабочем зазоре формулы (7-1) и (7-2) не могут быть непосредственно использованы вследствие получающейся неопределенности. Раскрытие этой неопределенности для случая якоря, имеющего плоский конец, площадь которого $S_я$, приводит к выражению (4-3,*б*). Таким образом, в этом случае

$$F_э = \frac{1}{S_я}\left(\frac{\Phi_\delta}{5\,000}\right)^2. \qquad (7\text{-}3)$$

Значение Φ_δ определяется магнитным сопротивлением паразитного зазора и материала магнитопровода, что и ограничивает значение силы, действующей на якорь в притянутом положении.

Основные формы рабочих зазоров, применяемые во втяжных цилиндрических электромагнитах, имеющих неподвижный сердечник, показаны на рис. 7-4. Переход от одной формы к другой приводит к видоизменению характеристик электромагнита. На рис. 7-8 приведены экспериментальные характеристики цилиндрического втяжного электромагнита с якорем, имеющим коническую выточку, соответствующую коническому концу неподвижного сердечника[1]. Из приведенного на рисунке эскиза магнитной системы видно, что это тот же электромагнит, что и в предыдущем случае (рис. 7-7), но имеющий коническую форму рабочего зазора. Сравнение электромеханических характеристик этих двух электрома-

[1] Во многих случаях по тем или иным соображениям применяется обратное расположение конусов. На характеристики электромагнита это практического влияния не оказывает.

гнитов показывает, что хотя во втором случае они также имеют гиперболическую форму, характер их более пологий. При этом максимум полезной условной работы для электромагнита с коническим зазором находится в области меньших усилий и больших ходов якоря. Так, например, для рассматриваемого электромагнита с плоским зазором максимум полезной работы по ходу якоря лежит в области

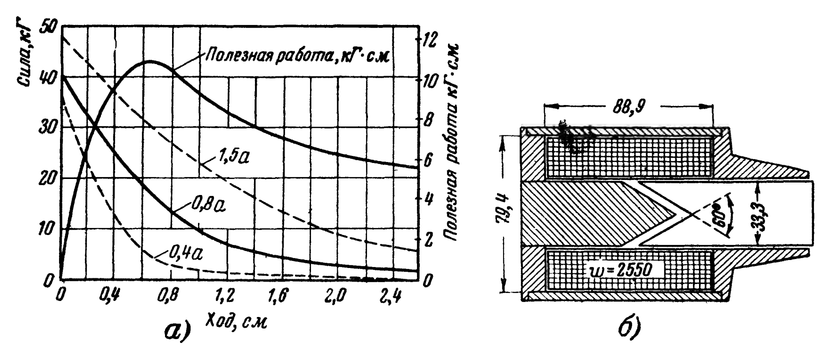


Рис. 7-8. Характеристики втяжного электромагнита с якорем, имеющим конический конец.

а — электромеханические характеристики и зависимость условной полезной работы от положения якоря, *б* — эскиз электромагнита.

0,17 *см*, а для электромагнита с коническим зазором в области 0,65 *см*.

В соответствии с уравнениями (3-59,*б*) и (3-72) проводимости плоского и конического зазоров в первом приближении (без учета влияния выпучивания линий магнитной индукции) относятся как $1:(1/\sin^2\alpha)$, где 2α—угол при вершине конуса. Также относятся и производные проводимостей по ходу якоря.

Таким образом, считая, что влияние составляющей силы от потоков рассеяния мало, можно на основании уравнения (7-2) сказать, что при одинаковой величине магнитного потока в воздушном зазоре Φ_δ, силы тяги для электромагнита с якорем, имеющим конический конец, и якорем, имеющим плоский конец, будут относиться, как $\sin^2\alpha$ к 1. Однако при одинаковых значениях н. с. у электромагнита с конусом рабочий ход может быть сделан в $1/\sin^2\alpha$ больше, чем у электромагнита с плоским зазором. При этом магнитные потоки в рабочем зазоре будут примерно одинаковыми. Поэтому два сравниваемых электромагнита способны произвести одинаковую работу, но у электромагнита

с коническим зазором она может быть получена при меньшей в $\sin^2\alpha$ раз силе тяги и большем в $1/\sin^2\alpha$ раз ходе, чем у электромагнита с плоским зазором.

Характеристики, изображенные на рис. 7-7,*а* и 7-8,*а*, подтверждают эти соображения. Небольшая разница в величине максимальной полезной условной работы объясняется влиянием выпучивания линий индукций, действием составляющей силы за счет потоков рассеяния и некоторыми другими неучтенными факторами. В конечном положении сила притяжения якоря к неподвижному сердечнику при одном и том же максимальном потоке будет согласно уравнению (7-3) обратно пропорциональна площади их соприкосновения. Так как сила направлена по нормали к поверхности, то для зазора конической формы составляющая силы, действующая в направлении оси сердечника, будет определяться проекцией полной силы на это направление. При притянутом якоре сопротивление на пути магнитного потока будет складываться из сопротивления магнитопровода и паразитных зазоров, т. е. будет одинаково для электромагнитов одних размеров, практически независимо от формы конца неподвижного сердечника и якоря. Поэтому в таких электромагнитах при одинаковых н. с обмотки будут возникать близкие по величине магнитные потоки. Таким образом, конечная сила, удерживающая якорь в притянутом к неподвижному сердечнику положении, у электромагнита с коническим зазором будет приблизительно в $\sin^2\alpha$ раз меньше, чем у электромагнита с плоским концом якоря. Это также достоточно хорошо подтверждается данными рис. 7-7,*а* и 7-8,*а*.

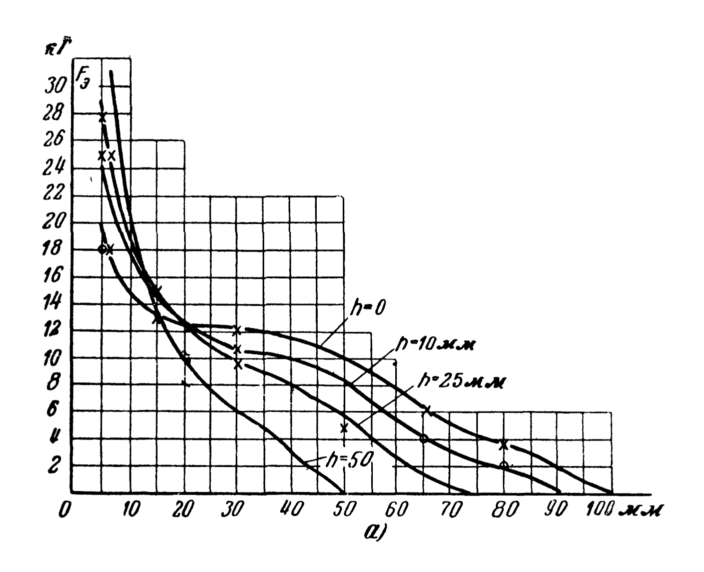
По мере уменьшения угла 2α при вершине конуса рассмотренные закономерности будут все более нарушаться за счет влияния насыщения магнитопровода и главным образом насыщения заостренных участков якоря и неподвижного сердечника, которые практически перестают играть полезную роль. Так как, кроме того, наличие удлиненных заостренных концов сердечника и якоря неудобно и из конструктивных соображений, их обычно срезают, переходя при углах $2\alpha<45°$ к усеченно-конической форме зазора.

Для электромагнитов с малыми углами при вершине усеченных конических поверхностей, образующих рабочий зазор, характерны еще более пологие электромеханические характеристики. Последние (см. рис. 7-24) зачастую имеют участки с практически постоянным, а иногда снижающимся

значением электромагнитной силы, что, как отмечалось, является результатом действия насыщения отдельных частей магнитопровода. Искажение формы электромеханической характеристики электромагнита увеличивается по мере роста н. с. его обмотки.

Форма электромеханической характеристики втяжного электромагнита, имеющего неподвижный сердечник, существенно зависит от соотношения между длиной первоначального погружения якоря и длиной всего электромагнита, т. е. зависит от места расположения рабочего воздушного зазора внутри электромагнита.

Это связано как с влиянием изменения величины потока рассеяния, так и с влиянием изменения расчетной длины якоря. На рис. 7-9,*а* и 7-9,*б* показаны электромеханические характеристики втяжного электромагнита при разных значениях длины неподвижного сердечника, снятые [Л. 7-6] на модели электромагнита, эскиз которого приведен на рис. 7-9, *в*. Как видно, при уменьшении длины неподвижного сердечника внешне получается эффект, подобный переходу к коническому зазору со все меньшим углом при вершине конуса, хотя причина видоизменения характеристик различна. В данном случае причиной увеличения силы в области больших зазоров при удлиненных сердечниках является влияние втягивающего усилия от потоков рассеяния. Возникновение пологого участка характеристик, как и в случае конических зазоров, связано с насыщением магнитопровода. У рассматриваемого электромагнита мала проводимость паразитного зазора вследствие отсутствия воротничка и малой толщины охватывающего фланца. Поэтому эффект укорочения неподвижного сердечника более ярко выражен. В рационально спроектированных электромагнитах, имеющих более высокую добротность, выигрыш по начальным усилиям обычно не получается столь большим. Поэтому в электромагнитах с плоским и коническим зазором при начальном положении якоря его длину большей частью выбирают приблизительно равной длине неподвижного сердечника. По мере уменьшения угла при вершине конуса и переходе к усеченно-конической и ступенчато-цилиндрической формам зазора от неподвижного сердечника приходится отказываться по конструктивным соображениям.



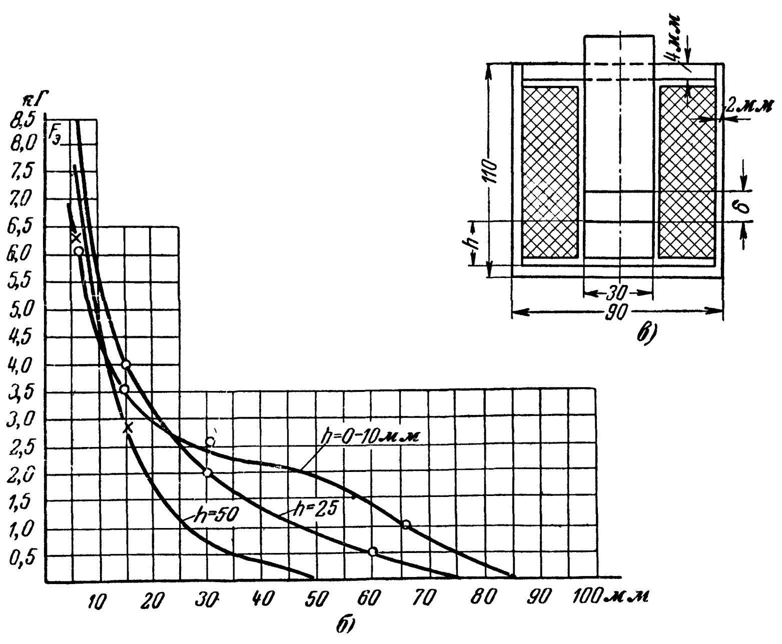
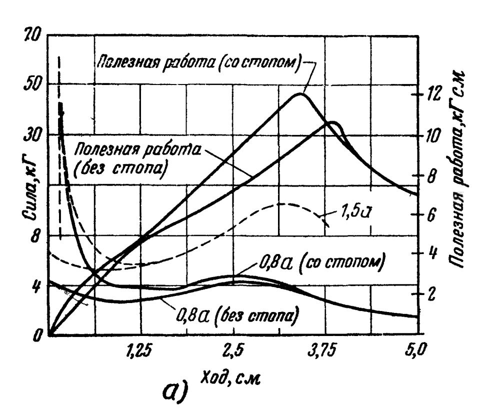


Рис. 7-9. Электромеханические характеристики втяжного электромагнита при различных положениях рабочего воздушного зазора.

а — характеристики при н. с. обмотки, равной 7 200 *а*; *б* — характеристики при н. с. обмотки, равной 2 300 *а*; *в* — эскиз электромагнита.

7-3. Цилиндрические втяжные электромагниты, не имеющие неподвижного сердечника

На рис. 7-10,*а* изображены электромеханические характеристики электромагнита с сердечником, имеющим конец в виде цилиндра несколько меньшего диаметра, чем диаметр самого якоря. Эти кривые получены экспериментальным путем для электромагнита, эскиз которого приведен на рис. 7-10,*б*. Как видно, это тот же электромагнит, что и изображенные на



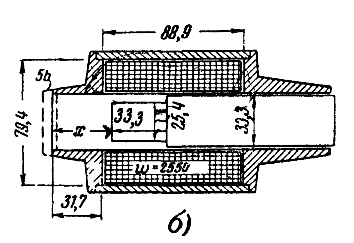


Рис. 7-10. Характеристики втяжного электромагнита с якорем, имеющим цилиндрический конец.

а — электромеханические характеристики и зависимость условной полезной работы от положения якоря, *б* — эскиз электромагнита.

рис. 7-7 и 7-8, но с измененным сердечником и торцовым фланцем.

Электромеханические характеристики приведены для двух случаев: когда торцовый фланец имеет сквозное отверстие и когда он имеет заглушку или «стоп». Рассматриваемая разновидность электромагнита удобна для получения меньших сил при относительно больших ходах, чем у электромагнита с коническим концом якоря и неподвижным сердечником, или в тех случаях, когда требуется получить характеристики со сравнительно большой силой в начале и снижающейся в конце хода.

Форма характеристики определяется следующим. В начале хода якоря от $x=5$ *см* до $x=3,2$ *см*, когда цилиндрический конец сердечника еще не вошел в отверстие торцового фланца, проводимость между ними с уменьшением x быстро увеличивается. Благодаря этому на первом участке происходит быстрое увеличение силы. Здесь также сказывается влияние втягивающего усилия за счет потока рассеяния. В электромагнитах, не имеющих неподвижного

сердечника и, следовательно, обладающих длинным якорем, на первом участке пути оно относительно велико. В данном случае эта составляющая силы достигает 0,9 *кГ*, т. е. составляет на первом участке от 50 до 25% полной силы, действующей на якорь. С того момента, как цилиндрический конец якоря входит в отверстие фланца, и до тех пор, пока он не выйдет с противоположного конца, производная от проводимости будет примерно постоянной. На этом участке действующая на якорь электромагнитная сила тоже должна быть близка к постоянной величине. Некоторое ее снижение связано с перераспределением н. с. между рабочим и паразитным зазорами и с влиянием насыщения магнитопровода. В конце хода происходит возрастание силы за счет приближения к фланцу основной части якоря, имеющей больший диаметр. Это увеличение сильно проявляется при наличии «стопа». В этом случае на последнем участке характеристика по своей форме приближается к характеристике электромагнита с якорем, имеющим плоский конец. Для положения якоря при $x>1,9$ *см* влияние стопа незначительно. Снижение силы вследствие перераспределения н. с. между зазорами может быть уменьшено путем увеличения производной проводимости по ходу якоря. Самым простым путем для этого является выполнение электромагнита со ступенчато-цилиндрическим концом якоря. На рис. 7-11 показаны экспериментально полученные кривые магнитной проводимости между якорем и фланцем с цилиндрическим отверстием для якорей, имеющих конец различной формы [Л. 7-12]. Кривая *1* относится к одноступенчатому якорю, *2*—к двухступенчатому и *3* — к якорю, имеющему суживающийся конец. Размеры конуса на конце якоря были подобраны таким образом, чтобы ступенчато-цилиндрические концы первых двух якорей вписывались внутрь этого конуса. Таким образом, последний может рассматриваться как предел ступенчато-цилиндрического полюса при бесконечно большом количестве ступеней. На кривых *1* и *2* явно выражены прямолинейные участки, где на величину проводимости влияет главным образом путь между цилиндрическими поверхностями соответствующей ступени конца якоря и отверстия во фланце. Для случая якоря с суживающимся концом кривая проводимости представляет собой как бы огибающую ломаной характеристики для якоря с большим количеством цилиндрических ступеней на конце.

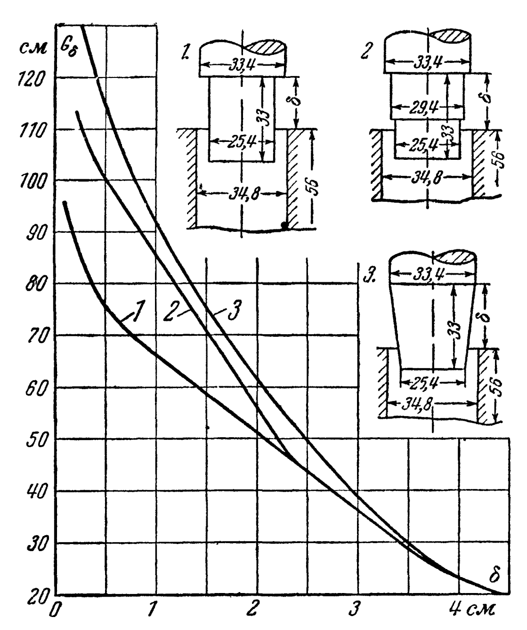


Рис. 7-11. Магнитные проводимости путей потока между якорем и фланцом для якорей с различной формой конца

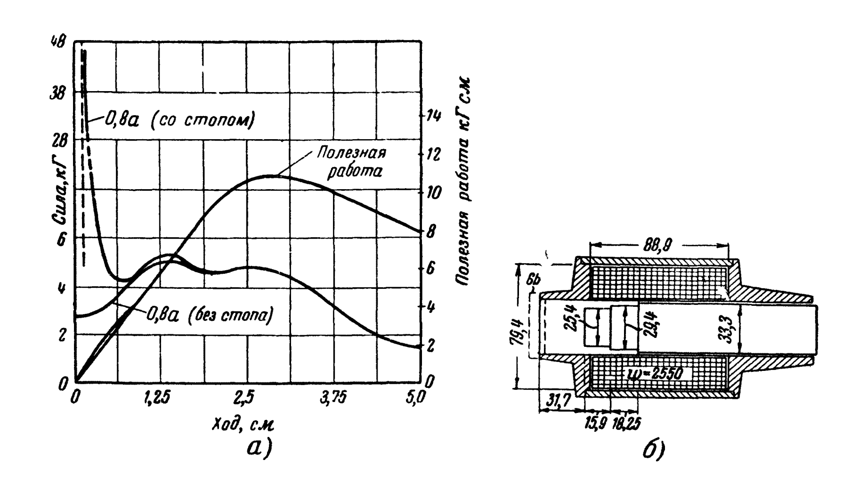
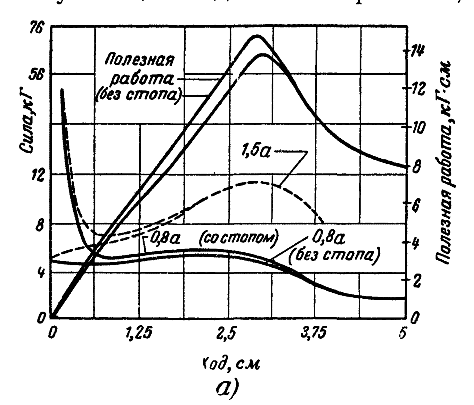


Рис. 7-12. Характеристики втяжного электромагнита с якорем, имеющим ступенчато-цилиндрический конец

а — электромеханические характеристики и зависимость условной полезной работы от положения якоря, *б* — эскиз электромагнита.

На рис. 7-12 приведены экспериментальные кривые $F_э = f(\delta)$ для того же электромагнита, что и в случае рис. 7-10, но с якорем, имеющим двухступенчатый конец. При этом, как видно, якорь соответствует образцу, для которого приведена кривая *2* рис. 7-11.

Добавочная ступень с диаметром 29,4 *мм* вызывает рост силы на участке от $x=1{,}9$ *см* до $x=1{,}25$ *см*, после чего сила начинает вновь снижаться. Это снижение может быть устранено путем создания еще одной ступени, например вступающей в действие при $x=0{,}70$ *см*. Оно уничтожается также при введении «стопа». В последнем случае в конце хода получается весьма резкое возрастание силы.



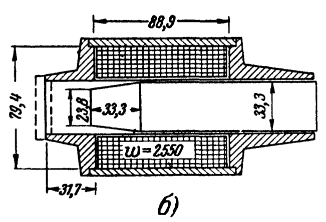
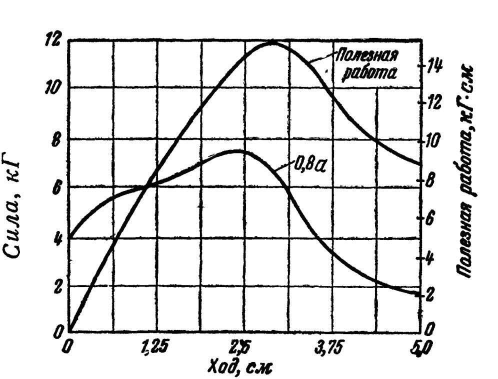


Рис. 7-13. Характеристики втяжного электромагнита с якорем, имеющим суживающийся конец.

а — электромеханические характеристики и зависимость условной полезной работы от положения якоря, *б* — эскиз электромагнита.

Очевидно, что путем увеличения числа ступеней можно получить на большом протяжении электромагнитную силу почти постоянной величины. В пределе получается электромагнит, имеющий якорь с суживающимся концом, входящим в цилиндрическое отверстие фланца. На рис. 7-13 показаны характеристики и эскиз магнитной цепи такого электромагнита. Как видно, при номинальном значении тока в обмотке и отсутствии стопа сила тяги получается почти постоянной на протяжении хода от $x=3$ *см* до $x=0$. Добавление стопа, как и ранее, увеличивает силу в конце хода. При большем токе за счет насыщения характеристика вновь приобретает падающий характер. Для ее выравнивания необходимо было бы увеличить угол при вершине конической части сердечника. При этом максимум силы должен снизиться.

Если фланец с воротничком цилиндрической формы у электромагнита с якорем, имеющим суживающийся конец (рис. 7-13), заменить фланцем с коническим отверстием, имеющим тот же угол, что и у якоря, получится **электромагнит без неподвижного сердечника с усеченно-коническим зазором** (рис. 7-14). Эта форма рабочего зазора для длинноходовых электромагнитов с относительно малой силой является теорети-



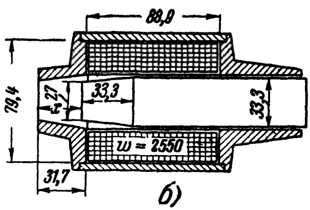


Рис. 7-14. Характеристики электромагнита без неподвижного сердечника с усеченно-коническим зазором.

а — электромеханические характеристики и зависимость условной полезной работы от положения якоря; *б* — эскиз электромагнита.

ски наиболее благоприятной. При ней энергия в рабочем зазоре в конечном положении равна нулю и, следовательно, в механическую энергию превращается максимальная часть электромагнитной. Действительно, площадь, ограниченная электромеханической характеристикой (рис. 7-14) в этом случае больше соответствующих площадей на рис. 7-10, 7-12 и 7-13. В этом случае также можно получить практически неизменную силу на большом участке хода. Горб на кривой при $x=2{,}5$ *см* может быть сглажен, а силы в области $x=0$—1 *см* увеличены, если увеличить угол конуса. Практически у электромагнита этого типа, как и у остальных электромагнитов с коническими, усеченно-коническими, цилиндрическими и ступенчато-цилиндрическими зазорами необходимо считаться с влиянием одностороннего притяжения в рабочем зазоре, являющегося результатом неизбежного эксцентриситета. Возникающая вследствие этого сила трения снижает полезную силу. При испытании электромагнита (рис. 7-14), например, полезная сила в положении $x=0{,}64$ *см* оказалась практически равной нулю.

7-4. Влияние параметров паразитных зазоров и фланцев на характеристики втяжных электромагнитов

Наряду с формой и размерами рабочего зазора электромагнита на его характеристики существенное влияние оказывают форма и размеры паразитных зазоров и фланцев. Особенно сильно это влияние сказывается в конце хода якоря.

Основное паразитное сопротивление на пути магнитного потока создает зазор между поступательно движущимся якорем и охватывающим его неподвижным фланцем. Наличие этого зазора неизбежно. Более того, его, оказывается, нецелесообразно уменьшать ниже определенной величины. С другой стороны, наличие этого зазора не должно вызывать чрезмерной потери н. с. В хорошо спроектированных электромагнитах при начальном положении якоря эта величина составляет (5—10) % от н. с., необходимой для проведения магнитного потока через рабочий зазор. Это достигается соответствующим выбором конфигурации и размеров примыкающей к сердечнику части фланца, которая обычно называется воротничком.

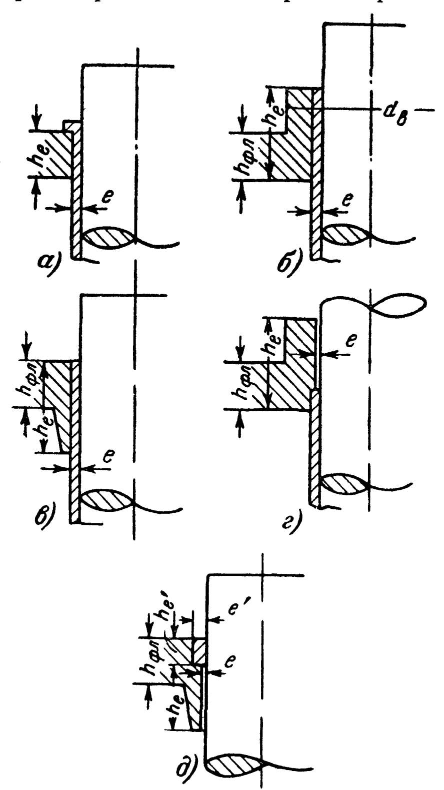


Рис. 7-15. Различное выполнение перехода от якоря электромагнита к охватывающему его фланцу.

На рис. 7-15 показаны применяющиеся конструкции воротничков. Простейшая из них (вариант а) представляет собой цилиндрическое отверстие во фланце с пропущенной сквозь него гильзой из немагнитного материала. Последняя выполняется обычно из латуни и служит направляющей для сердечника, а в большинстве случаев одновременно

является составляющей каркаса катушки. Толщина гильзы выбирается из соображений прочности, а толщина фланца — из условий отсутствия в нем чрезмерного насыщения. Поэтому при воротничке такой конструкции проводимость паразитного зазора получается, как правило, низкой. В вариантах б) и в) конструкции фланец имеет наружный или внутренний выступы, благодаря чему образующая цилиндрической поверхности h_e, ограничивающей зазор, возрастает и его проводимость увеличивается. Однако это вызывает увеличение габаритов электромагнита: в первом случае за счет его удлинения, во втором — за счет потери части пространства, которое могла бы занимать обмотка. В варианте г) латунная гильза не проходит сквозь весь фланец, а врезана в него частично. Благодаря этому на большем протяжении зазор e может быть уменьшен. Если конструкция электромагнита такова, что гильза отсутствует, во фланце делают направляющее кольцо (вариант д). Если оно обрабатывается после запрессовки одновременно с внутренней поверхностью воротничка, эксцентриситет якоря по отношению к воротничку может быть сведен до минимума. Это позволяет выбирать меньшие значения зазора e.

При эксцентричном расположении якоря во фланце (рис. 4-11) возникает радиально направленная сила одностороннего притяжения, величина которой в соответствие с уравнением (4-44) может быть представлена в виде:

$$F_e = 4{,}06 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi_e^2}{\pi d_я^2} \cdot \frac{d_я \varepsilon}{h_e \sqrt{e^2 - \varepsilon^2}}, \qquad (7\text{-}4)$$

где Φ_e — магнитный поток, проходящий через паразитный зазор;

$d_я$ — диаметр якоря, а остальные обозначения соответствуют рис. 4-11.

Вследствие наличия радиальной силы создается сила трения, которая, действуя вдоль оси якоря, уменьшает полезную тяговую силу. Если обозначить коэффициент трения через k_f, то уменьшение полезной силы выразится величиной:

$$\Delta F = k_f \cdot 4{,}06 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi_e^2}{\pi d_я h_e} \cdot \frac{\varepsilon}{\sqrt{e^2 - \varepsilon^2}}. \qquad (7\text{-}5)$$

Для того, чтобы скомпенсировать эту величину, необходимо соответственно увеличить электромагнитную силу,

действующую на якорь. Это потребует увеличения длины катушки примерно на

$$\Delta l_{к} = \frac{\Delta F}{F_{э}} \cdot \frac{l_{к.р}}{2}. \qquad (7\text{-}6)$$

Как видно, необходимое увеличение длины катушки при данном эксцентриситете ε будет тем больше, чем меньше паразитный зазор e.

С другой стороны, при уменьшении величины e уменьшается размер пассивного участка обмотки, требующегося для проведения магнитного потока через паразитный зазор. В соответствии с выводами § 2-7 размер пассивного участка будет:

$$(l_{я} - l_{я\,р}) = \frac{\Phi_e}{\theta_{н} G_e} = l_{к.р} \frac{G_\delta}{G_e} \sigma_e \qquad (7\text{-}7,а)$$

или, подставив выражение для G_e из (4-41),

$$(l_{я} - l_{я.р}) = l_{к.р} \frac{G_\delta \sqrt{e^2 - \varepsilon^2}}{1,256 \cdot \pi d_{я} h_e} \sigma_e, \qquad (7\text{-}7,б)$$

где $\sigma_e = \frac{\Phi_e}{\Phi_\delta}$ — коэффициент рассеяния, соответствующий полной длине якоря.

Существует наиболее благоприятный размер паразитного зазора, при котором общая длина обмотки получается наименьшей. Для его нахождения нужно приравнять нулю производную по e от суммы $[(l_{я} - l_{я\,р}) + \Delta l_{к}]$. Используя уравнения (7-2), (7-5), (7-6) и (7-7,б), дифференцируя и преобразуя, получаем:

$$e_{мин} = \sqrt{\frac{k_f G_\delta \sigma_e}{2\left[-\frac{dG_\delta}{d\delta} + g_s\left(\frac{l_{я}}{l_{к}}\right)^2\right]} \varepsilon + \varepsilon^2} \qquad (7\text{-}8,а)$$

или приближенно, считая $\frac{G_\delta}{\left[-\frac{dG_\delta}{d\delta} + g_s\left(\frac{l_{я}}{l_{к}}\right)^2\right]} \approx \delta$,

$$e_{мин} = \sqrt{\frac{1}{2} k_f \sigma_e \delta \varepsilon + \varepsilon^2}. \qquad (7\text{-}8,б)$$

Таким образом, не следует стремиться к чрезмерному уменьшению размера паразитного зазора. Его величина

должна выбираться в зависимости от величины рабочего зазора и возможного эксцентриситета. Ориентировочно последний равен половине разности диаметров гильзы и якоря с учетом предельных отклонений их размеров.

Увеличение осевой длины воротничка h_e приводит к увеличению проводимости пассивного зазора и, следовательно, снижению размера пассивного участка. Однако при этом увеличиваются длина и вес электромагнита за счет удлинения сердечника и воротничка.

Вес воротничка и находящейся внутри его части якоря

$$h_e \frac{\pi d_{в}^2}{4} \gamma_{ст}.$$

Наружный диаметр воротничка $d_{в}$ (рис. 7-15,*б*) определяется из условия равенства индукции при переходе из воротничка во фланец и индукции в якоре:

$$\frac{\pi d_{в}^2}{4} = \frac{\pi D_{я}^2}{4} \left(\frac{2h_e - h_{фл}}{h_e} \right).$$

Вес пассивного участка электромагнита, учитывая (7-7,а), будет:

$$(l_{я} - l_{я.р}) \frac{\pi D_{н}^2}{4} \gamma_{экв} = l_{к.р} \frac{G_\delta \sigma_e D_{н}^2 e}{4 d_{я} \cdot h_e} \gamma_{экв},$$

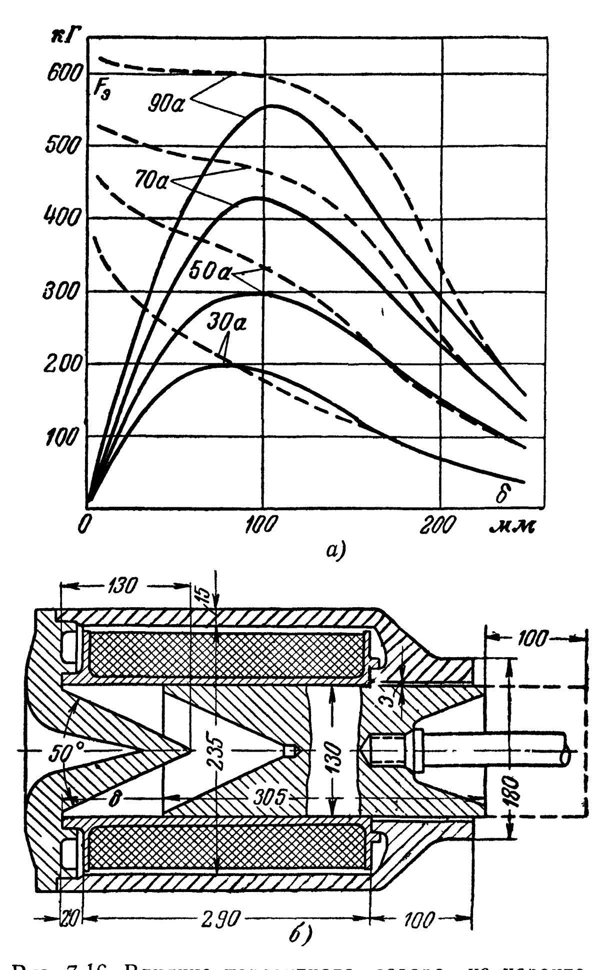
где $D_{н}$ — наружный диаметр корпуса электромагнита.

Здесь $\gamma_{экв}$ — эквивалентный удельный вес электромагнита, учитывающий вес и объем меди, стали, изоляции, коэффициент заполнения и т. д. Приближенно можно считать, что $\gamma_{экв} \approx \gamma_{ст}$.

Суммируя полученные веса, беря производную по длине воротничка и приравнивая ее нулю, находим:

$$h_e = \frac{D_{н}}{d_{я}} \sqrt{\frac{l_{к р} G_\delta \sigma_e \cdot e}{2\pi d_{я}}}. \qquad (7\text{-}9)$$

В начальном положении якорь, как правило, должен выступать из воротничка по крайней мере на величину своего хода. В этом случае при перемещении якоря проводимость паразитного зазора не будет изменяться. Если по мере перемещения якоря из-за недостаточной длины его внешний конец будет входить внутрь воротничка, возникнет противодействующая движению сила, направленная противоположно рабочей электромагнитной силе. Вследствие



Риз. 7-16. Влияние паразитного зазора на характеристики втяжного электромагнита.

а — электромеханические характеристики; *б* — эскиз электромагнита с коротким якорем.

этого полезная сила электромагнита будет снижаться. Влияние недостаточной длины якоря иллюстрируют сплошные кривые на рис. 7-16,*а*, показывающие зависимость электромагнитной силы от положения якоря для электромагнита, изображенного на рис. 7-16,*б*. Этот электромагнит [Л. 7-3], магнитопровод которого изготовлен из мягкой стали, имел обмотку, состоящую из 560 витков, намотанных в 10 слоев круглым проводом диаметром 4 *мм* без изо-

ляции (4,5 *мм* с изоляцией) Сопротивление обмотки равно 0,456 *ом*. Как видно из чертежа, соотношение размеров корпуса, воротничка, неподвижного сердечника и якоря таково, что по мере хода активная длина образующей паразитного зазора сокращается. В результате этого электромагнитная сила, достигая при некотором положении максимума, затем начинает уменьшаться, снижаясь в конце хода практически до нуля. После замены сердечника электромагнита на более длинный (показанный на рис. 7-16,*б* пунктиром), а также подрезки каркаса катушки, корпуса электромагнита и торцового фланца, за счет чего последний «сел» на 20 *мм* глубже, характеристики приняли свой нормальный вид (пунктирные кривые). Пересечение кривых при токах 30 и 50 *а*, по-видимому, объясняется неточностью замера.

Аналитическое выражение для электромагнитной силы, действующей на якорь втяжного электромагнита, с учетом влияния паразитного зазора дает уравнение (7-1). Если для расчетной длины якоря воспользоваться выражением (2-39) и при этом принять, что

$$\left(\frac{g_s\, l_я}{2}+\frac{l_к}{l_я}G_\delta\right)\approx\frac{l_к}{l_я}G_\delta \text{ и } (g_s l_я+G_e+G_\delta)\approx(G_e+G_\delta),$$

то

$$\frac{dl_{я\,р}}{d\delta}=-\left[1+l_к\frac{\frac{dG_\delta}{d\delta}G_e-G_\delta\frac{dG_e}{d\delta}}{(G_e+G_\delta)^2}\right].$$

Подставляя полученное выражение для $\frac{dl_{я\,р}}{d\delta}$ в уравнение (7-1) и учитывая, что $l_{к\,р}=l_к-l_я+l_{я\,р}=l_к\frac{G_e}{G_e+G_\delta}$, находим, что суммарная сила, действующая на якорь, будет:

$$F_э=5{,}1\cdot10^{-8}\left(\frac{\Phi_\delta}{G_\delta}\right)^2\left[\frac{dG_\delta}{d\delta}\cdot\frac{G_e-g_s\frac{l^2_{я\,р}}{l_к}}{G_e}-\right.$$

$$\left.-\frac{g_s\, l^2_{я\,р}}{l^2_{к\,р}}+\frac{G_\delta\left(G_\delta+\frac{g_s\, l^2_{я\,р}}{l_к}\right)}{G_e^2}\frac{dG_e}{d\delta}\right]. \qquad (7\text{-}10)$$

В случае, когда якорь короткий, по мере его перемещения внешний конец входит в воротничек,

$$\frac{dG_e}{d\delta} = g_e = \frac{\pi d}{e}.$$

Таким образом, в этом случае действительно возникает составляющая силы с обратным знаком и суммарное действующее на якорь усилие снижается как за счет перераспределения магнитного потенциала между рабочим и паразитным зазорами, так и за счет этой составляющей.

В некоторых случаях, наоборот, требуется в конце хода иметь возможно большую силу. Это может быть достигнуто путем введения шляпки якоря, шунтирующей в конце хода паразитный магнитный зазор (рис. 7-17). В этом случае

$$G_e = \frac{\pi d_я h_e}{e} + \frac{\pi (d_{шл}^2 - d_я^2)}{4(\delta \pm \Delta)};$$

$$\frac{dG_e}{d\delta} = -\frac{\pi}{4} \frac{(d_{шл}^2 - d_я^2)}{(\delta \pm \Delta)^2}.$$

Благодаря введению шляпки проводимость паразитного зазора увеличивается по мере перемещения якоря так же, как и проводимость рабочего зазора, за счет чего появляется дополнительная сила, действующая на якорь в сторону его движения. Существенное влияние шляпки проявляется только при малых зазорах и в значительной степени зависит от величины Δ, представляющей собой разность рабочего зазора и зазора под шляпкой. Очевидно, что желательно эту разность по возможности уменьшить.

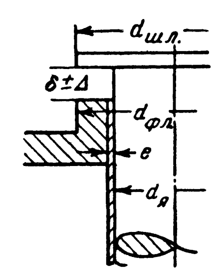


Рис. 7-17. Выполнение сердечника с шунтированием паразитного зазора.

Дополнительные паразитные зазоры возникают также в местах сочленения частей магнитопровода. К ним относятся сочленения фланцев и корпуса, неподвижного сердечника и фланцев и т. д. Эти сочленения могут выполняться различными способами, например: свинчиванием, запрессовкой с последующей завальцовкой, пайкой медью и т. д. Если они выполнены таким образом, что в местах перехода не возникает чрезмерного насыщения, то

влияние их на параметры силовых втяжных электромагнитов незначительно. Вопросы учета стыков представляют большое значение для чувствительных электромагнитов с внешним притягивающим якорем. Поэтому они подробно рассмотрены в главе, посвященной этим электромагнитам. Все имеющиеся там рекомендации справедливы и для втяжных цилиндрических электромагнитов.

Магнитный поток между неподвижным сердечником и корпусом и между якорем и корпусом замыкается через **торцовой и охватывающий фланцы**, от размеров которых зависит степень их насыщения и расчетная длина $l_{я.р}$ якоря, а следовательно, и характеристики электромагнита в целом. В цилиндрических втяжных электромагнитах фланцы имеют форму диска, по которому маг-

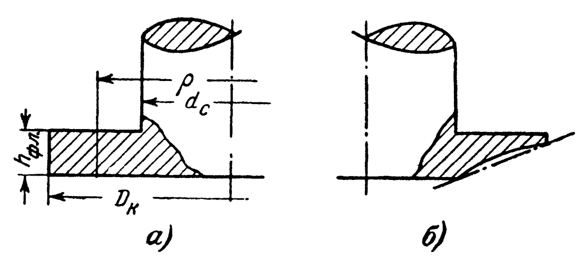


Рис 7-18 Фланец цилиндрического электромагнита.

а — фланец постоянной толщины; *б* — фланец равного сопротивления

нитный поток проходит в радиальном направлении (рис. 7-18).

Если, как это часто делается, фланец имеет постоянную толщину $h_{фл}$, то индукция в нем меняется от значения

$$B_{макс}=B_{d_с}=\frac{\Phi}{\pi d_с h_{фл}}$$

в кольцевом слое, примыкающем к сердечнику (или якорю), до величины

$$B_{мин}=B_{D_к}=\frac{\Phi}{\pi D_к h_{фл}}$$

в кольцевом слое, примыкающем к корпусу.

Вычисление падения магнитного потенциала в таком фланце должно производиться с учетом изменения индукции в нем. Это можно сделать, разбивая фланец на ряд

участков в радиальном направлении и подсчитывая среднее значение индукции и напряженности поля на каждом из этих участков. Однако из-за большой разницы в величинах сечений и из-за того, что в участках, примыкающих к сердечнику, часто бывают высокие значения индукции, такой подсчет затруднителен и неточен Поэтому целесообразно воспользоваться аналитическим методом [Л. 7-7]. Используем выражение для кривой намагничивания в виде (2-7). Тогда напряженность поля в каком-либо сечении фланца, соответствующем радиусу ρ, будет:

$$H_\rho = d_м e^{\frac{B_\rho}{c_м}},$$

где

$$B_\rho = \frac{\Phi}{2\pi\rho h_{фл}} = B_{d_с} \cdot \frac{d_с}{2\rho}.$$

Подставив значение индукции и преобразовав, получим:

$$H_\rho = d_м \left(\frac{H_{d_с}}{d_м}\right)^{\frac{d_с}{2\rho}},$$

откуда падение магнитного потенциала во фланце

$$\Theta_{фл} = \int\limits_{\frac{d_с}{2}}^{\frac{D_к}{2}} d_м \left(\frac{H_{d_с}}{d_м}\right)^{\frac{d_с}{2\rho}} d\rho.$$

Путем подстановки $\rho = \frac{1}{x}$ интеграл приводится к табличному. После интегрирования получается следующее выражение:

$$\Theta_{фл} = H_{D_к}\frac{D_к}{2} - H_{d_с}\frac{d_с}{2} + {}$$

$$+ d_м \frac{B_{d_с}}{c_м}\frac{d_с}{2}\left[\varphi_1\left(\frac{B_{d_с}}{c_м}\right) - \varphi_1\left(\frac{B_{D_к}}{c_м}\right)\right]. \qquad (7\text{-}11)$$

Здесь

$$\varphi_1\left(\frac{B}{c_м}\right) = \frac{B}{c_м} + \left(\frac{B}{c_м}\right)^2\frac{1}{2\cdot 2!} + \ldots + \left(\frac{B}{c_м}\right)^n\frac{1}{n\, n!} + \ldots$$

Значения этой функции даны в виде кривой на рис. 7-19,*а*. После преобразования выражения (7-11) его можно представить в более удобной для использования форме:

$$\Theta_{фл}=d_{м}\frac{d_{с}}{2}\cdot\varphi\left(\frac{B_{d_{с}}}{c_{м}},\ \frac{D_{к}}{d_{с}}\right). \tag{7-12}$$

Здесь

$$\varphi\left(\frac{B_{d_{с}}}{c_{м}},\ \frac{D_{к}}{d_{с}}\right)=\left\{\left[\frac{B_{d_{с}}}{c_{м}}\cdot\varphi_{1}\left(\frac{B_{d_{с}}}{c_{м}}\right)-\frac{H_{d_{с}}}{d_{м}}\right]-\right.$$

$$\left.-\left[\frac{B_{D_{к}}}{c_{м}}\cdot\varphi_{1}\left(\frac{B_{D_{к}}}{c_{м}}\right)-\frac{H_{D_{к}}}{d_{м}}\right]\overline{\frac{D_{к}}{d_{с}}}\right\}$$

функция, не зависящая от сорта материала фланца и его абсолютных размеров. Ее значения представлены в виде

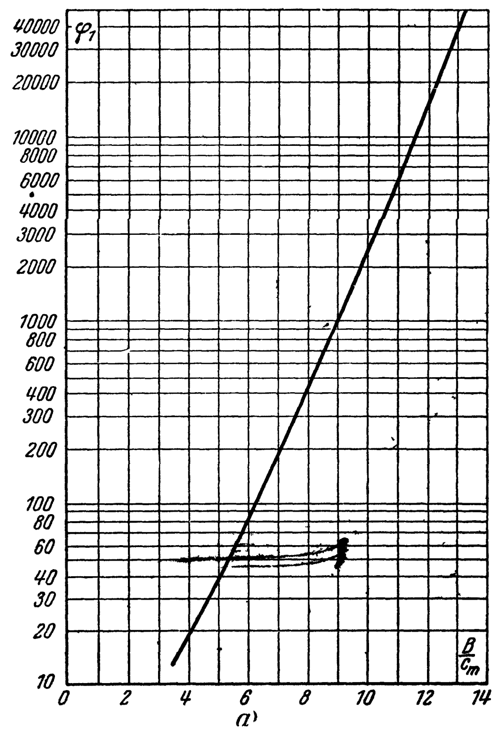
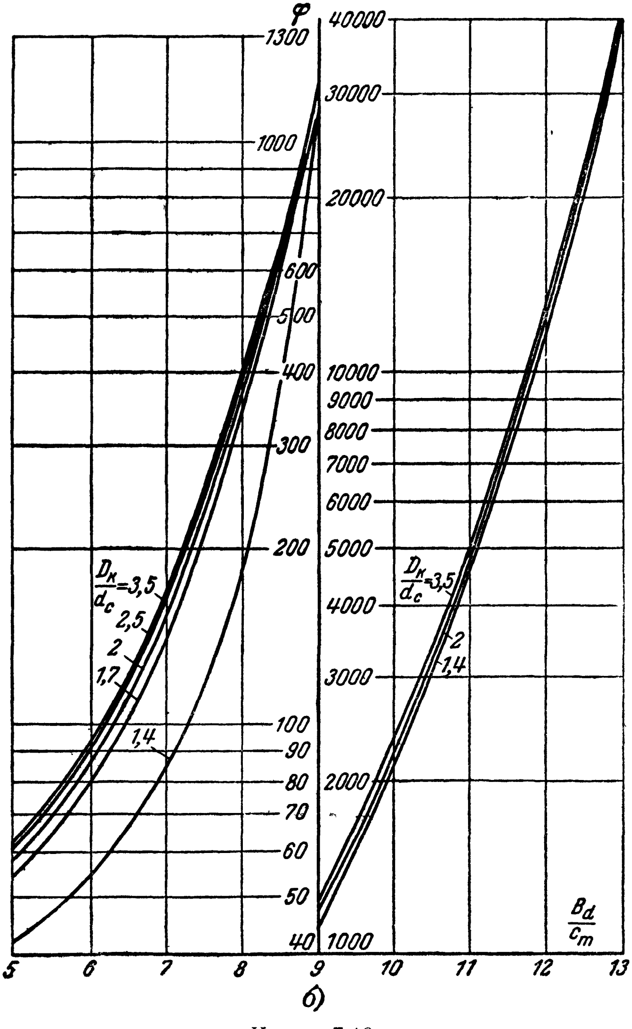


Рис. 7-19. Расчетные кривые для определения падения магнитного потенциала во фланце цилиндрического электромагнита.

кривых на рис. 7-19,*б*. Величина производной $\frac{d\Theta_{фл}}{d\Phi}$, которая может быть необходима в некоторых случаях, выражается следующим образом:

$$\frac{d\Theta_{фл}}{d\Phi}=\frac{1}{2\pi h_{фл}}\cdot\frac{d_м}{c_м}\left[\varphi_1\left(\frac{B_{d_с}}{c_м}\right)-\varphi_1\left(\frac{B_{D_к}}{c_м}\right)+\frac{D_к-d_с}{d_с}\right]. \quad (7\text{-}13)$$



б)

К рис. 7-19.

Недостаток, присущий фланцу с постоянной толщиной,— неполное использование материала, можно устранить, выполняя фланец «равного сопротивления» (с переменной толщиной). В этом случае его толщина должна изменяться по закону гиперболы (рис. 7-18,*б*):

$$h_\rho = h_{d_c} \frac{d_c}{2\rho}.$$

Обычно для упрощения фланцы выполняют конической формы так, чтобы $h_{D_к} = h_{d_c} \frac{d_c}{D_к}$. Величину h_{d_c} выбирают из условия, чтобы индукция во фланце была равна индукции в сердечнике:

$$h_{d_c} = \frac{d_c}{4}.$$

У фланца постоянной толщины последнюю для снижения веса выбирают несколько меньше, чем $\frac{d_c}{4}$.

7-5. Некоторые данные по выполненным конструкциям втяжных электромагнитов

Для иллюстрации рассмотренных особенностей характеристик различных разновидностей втяжных электромагнитов ниже приводятся некоторые данные по выполненным и испытанным конструкциям. Эти данные могут быть также использованы как справочные при расчете соответствующих электромагнитов.

1. Цилиндрический электромагнит с якорем, имеющим плоский конец.

Эскиз электромагнита и его электромеханическая характеристика при токе в обмотке, равном 6,75 *а*, показаны на рис. 7-20. Электромагнит имеет одну обмотку со следующими обмоточными данными: диаметр голого провода — 0,77 *мм*, изоляция провода — эмаль, число витков — 580, сопротивление обмотки 2 *ом*. Материал магнитопровода— мягкая сталь марки 10, неотожженная после обработки. Этот электромагнит характеризуется весьма высокими насыщениями. Уже при начальном положении якоря индукция в нем превосходит 15 777 *гс*, вследствие этого он имеет сравнительно пологую электромеханическую характеристику. На рисунке сплошной линией показана экспериментальная кривая, а пунктирной — характеристика, полученная

путем аналитического расчета магнитной цепи по соответствующим формулам § 2-8 и силы по формуле (7-1).

2. Цилиндрический электромагнит с якорем, имеющим плоский конец.

Эскиз электромагнита и его электромеханическая характеристика при напряжении на обмотке, равном 15,8 *в*, показаны на рис. 7-21. Электромагнит имеет две обмотки, включенные параллельно. В конце хода одна из них (включающая) размыкается. Характеристики относятся к периоду действия обеих обмоток. Включающая обмотка имеет 350 витков, провод $d=1{,}74$ *мм*, ее сопротивление равно 0,55 *ом*. Удерживающая обмотка имеет 600 витков, провод $d=0{,}69$ *мм*, ее сопротивление равно 4,3 *ом*. Изоляция провода — эмаль.

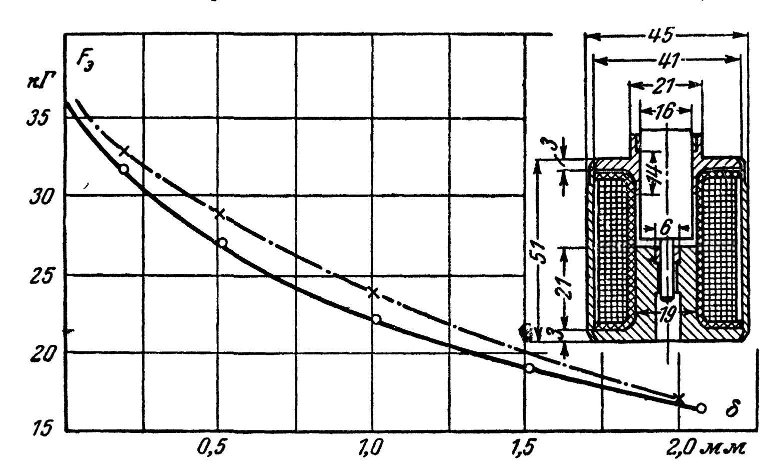


Рис. 7-20. Эскиз электромагнита с якорем, имеющим плоский конец, и его электромеханическая характеристика.

Материал магнитопровода: мягкая сталь марки 10, неотожженная после обработки.

На рис. 7-22 показана нагрузочная характеристика этого электромагнита при зазоре $\delta=20$ *мм*.

Сплошные кривые на рис. 7-21 и 7-22 относятся к экспериментальным, а пунктирные к расчетным данным.

3. Цилиндрический электромагнит с якорем, имеющим плоский конец.

Эскиз электромагнита показан на рис. 7-23,*а*, а его электромеханическая характеристика, снятая при токе в об-

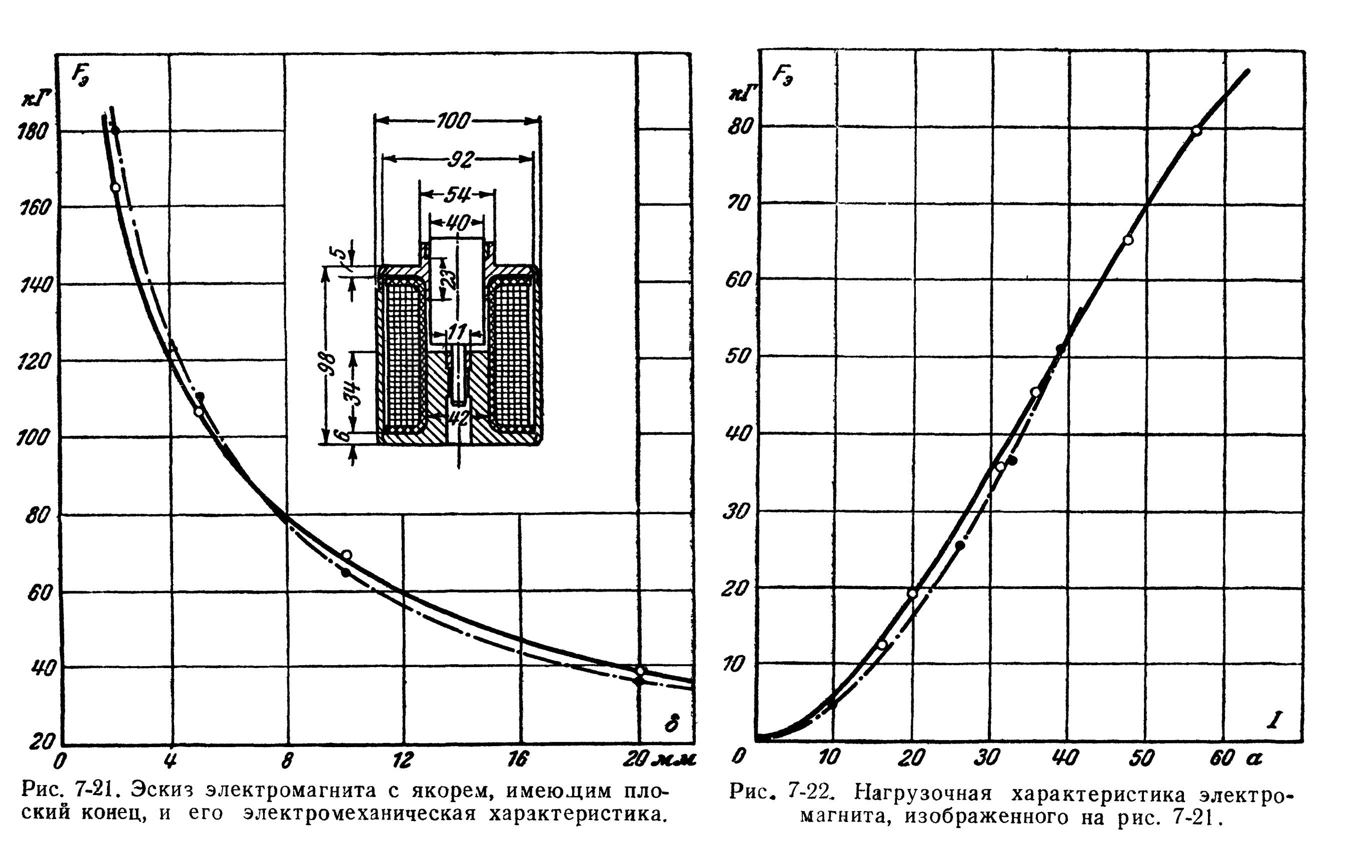
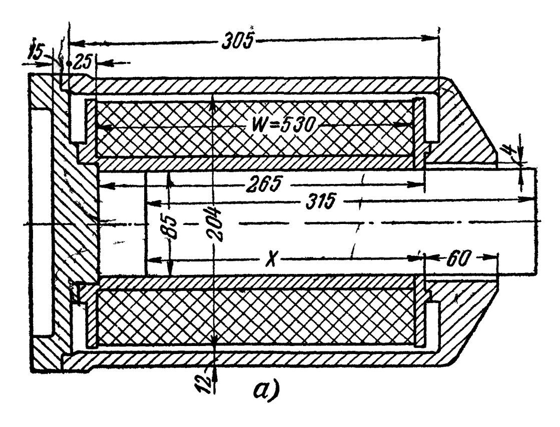


Рис. 7-21. Эскиз электромагнита с якорем, имеющим плоский конец, и его электромеханическая характеристика.

Рис. 7-22. Нагрузочная характеристика электромагнита, изображенного на рис. 7-21.



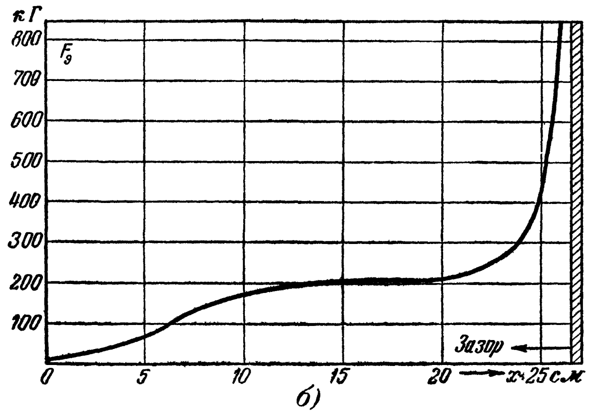


Рис. 7-23. Эскиз электромагнита с якорем, имеющим плоский конец, и его электромеханическая характеристика.

а — эскиз электромагнита; *б* — электромеханическая характеристика при токе в обмотке 90 *в*

мотке 90 *а*, на рис. 7-23,*б*. Электромагнит имеет одну обмотку со следующими обмоточными данными: диаметр голого провода 4 *мм*, изоляция — хлопчатобумажная, число витков 580 в десяти слоях, сопротивление 0,334 *ом*. Материал магнитопровода — мягкая сталь.

Характерной особенностью этого электромагнита является очень короткий, практически отсутствующий неподвижный сердечник. Это находит свое отражение в форме электромеханической характеристики: она имеет сравнительно слабое возрастание в начале хода, почти постоянное значение в средней части пути и лишь в конце—силь-

ное возрастание, обусловленное притяжением якоря к торцовому фланцу.

4. Электромагнит с прямоугольным корпусом и усеченно-коническим рабочим зазором.

Эскиз электромагнита показан на рис. 7-2, а его электромеханические характеристики для ряда значений тока

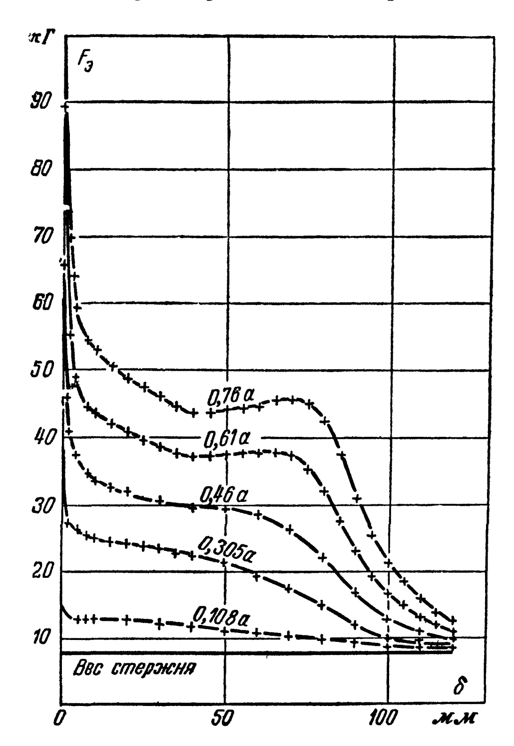


Рис. 7-24. Электромеханические характеристики электромагнита с усеченно-коническим рабочим зазором (рис. 7-2).

в обмотке приведены на рис. 7-24. Катушка электромагнита содержит 6 400 витков проводом 0,5 *мм* и 4 200 витков проводом 0,6 *мм*, соединенных последовательно. Общее сопротивление их 285 *ом*. Корпусом электромагнита служит прямоугольная рама из серого чугуна, к которой привернут стальной неподвижный сердечник усеченной конической формы. Стальной цилиндрический якорь имеет соответствующую выточку в виде усеченного конуса.

Электромеханические хаарктеристики в своей начальной части имеют подъем. Затем на определенной части хода рост силы замедляется, а при большой силе тока останавливается или даже слегка снижается. Это объясняется насыщением отдельных участков магнитопровода. В конце сила снова резко растет за счет притяжения торцов усеченных концов сердечника и якоря.

5. Цилиндрический электромагнит с усеченно-коническим рабочим зазором.

Эскиз электромагнита показан на рис. 7-25,*а*, а его электромеханические характеристики для ряда значений тока в обмотке приведены на рис. 7-25,*б* и 7-25,*в*. Катушка состоит из двух одинаковых обмоток, соединенных последовательно. Каждая обмотка содержит по 900 витков проводом $d=20$ *мм*. Общее сопротивление 5,7 *ом*. Сердечник и якорь сделаны из горячекатаной стали, корпус и фланец—из стального литья. На рис. 7-26 показана картина магнитного поля в электромагните для тока в его катушке 5 *а*, построенная на основании измерения магнитных потоков при помощи ряда измерительных обмоток, отмеченных кружками на картине поля. На рис. 7-27 показаны диаграммы потокораспределения по длине магнитопровода для разных зазоров. Эти данные хорошо иллюстрируют основные выводы по расчету магнитной цепи электромагнита.

6. Цилиндрический электромагнит с коническим рабочим зазором.

Эскиз электромагнита показан на рис. 7-28,*а*, а его электромеханические характеристики —на рис. 7-28,*б*. В отличие от ранее рассмотренных электромагнитов здесь якорь заострен, а неподвижный сердечник имеет соответствующее углубление.

Катушка состоит из 1 088 витков медного провода прямоугольного сечения $3{,}4\times1{,}2$ *мм*². Сопротивление катушки 2,63 *ом*. Магнитопровод выполнен из стального литья.

При токе и зазоре 28 *мм* максимальный поток в сердечнике был равен примерно $2{,}52\cdot10^6$ *мкс*, а в корпусе $2{,}7\cdot10^6$ *мкс*. Соответствующие индукции равны: в сердечнике 20 500 *гс* и в корпусе 23 200 *гс*. Это очень высокие значения индукции для стального литья, чем и объясняется форма электромеханической характеристики, которая при 40 *а* далеко отходит от гиперболической, в то время как при токе 10 *а* она хорошо совпадает с ней.

8. Плоский шихтованный втяжной электромагнит с Ш-образным магнитопроводом.

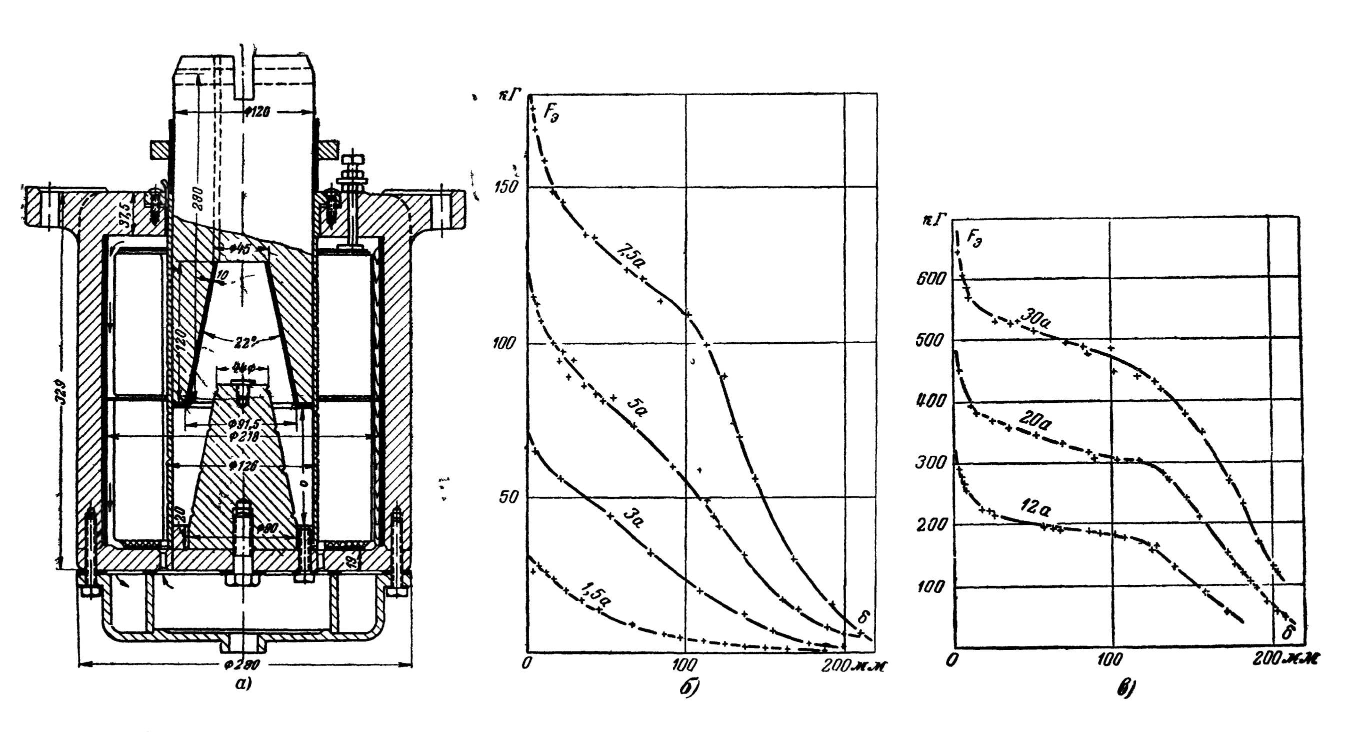


Рис. 7-25. Эскиз электромагнита с усеченно-коническим рабочим зазором и его электромеханические характеристики.

а — эскиз электромагнита, *б* — электромеханические характеристики для токов от 1,5 до 7,5 *а*, *в* — электромеханические характеристики для токов от 12 до 30 *а*

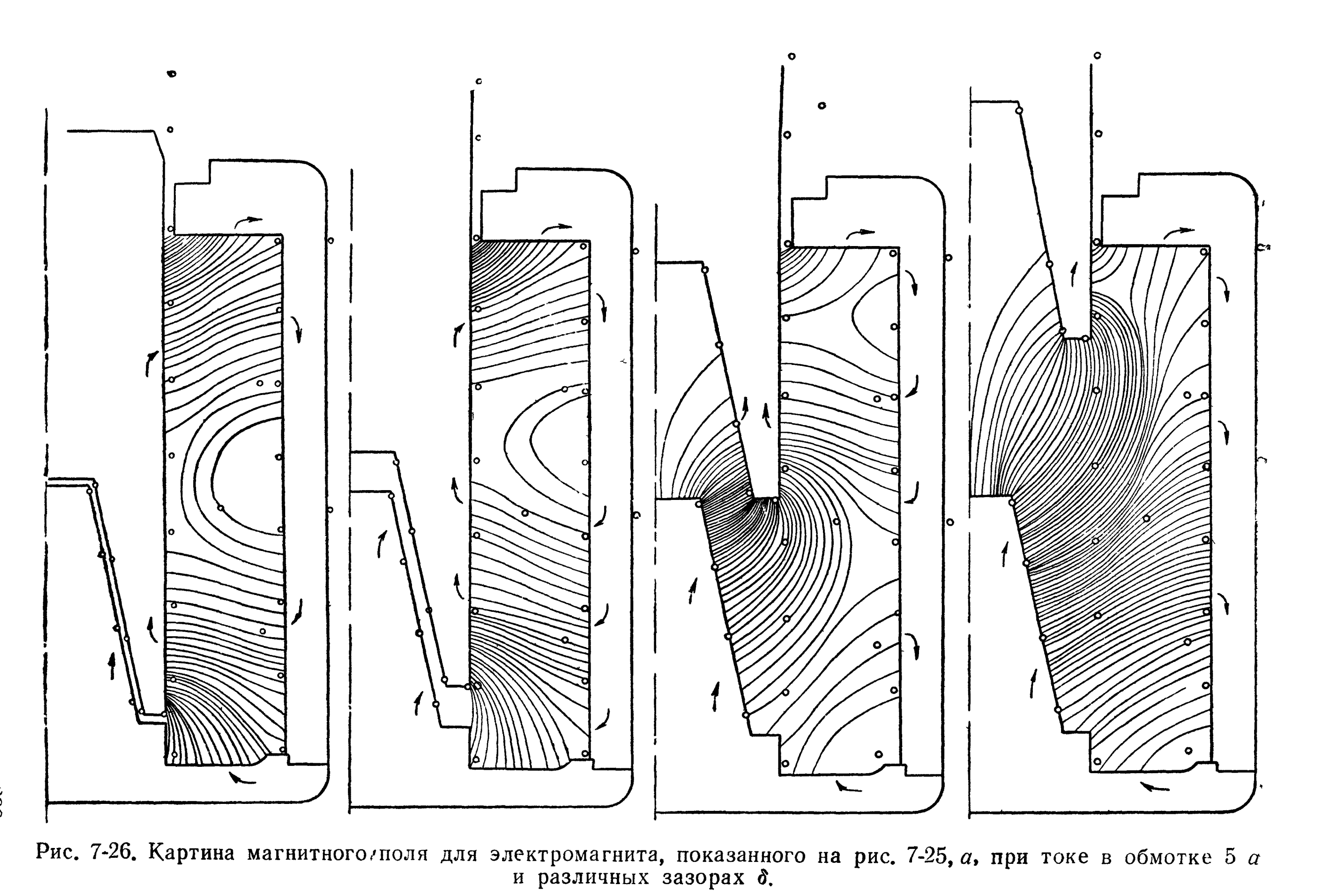


Рис. 7-26. Картина магнитного поля для электромагнита, показанного на рис. 7-25, *а*, при токе в обмотке 5 *а* и различных зазорах δ.

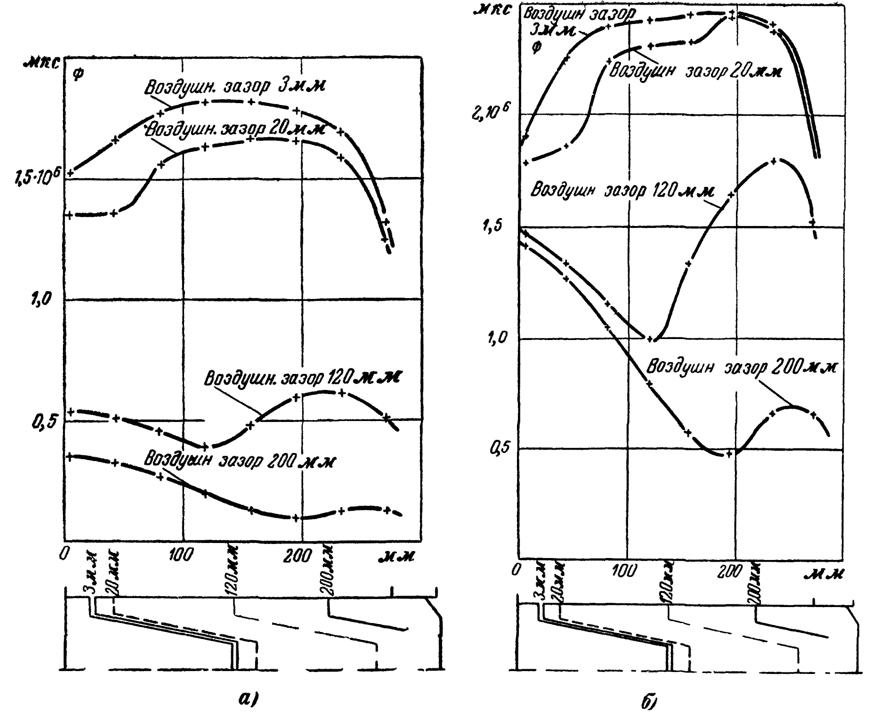


Рис. 7-27. Диаграмма потокораспределения по длине магнитопровода электромагнита, показанного на рис. 7-25,*а* (измерительные катушки помещены на каркасе обмотки).

а — при намагничивающем токе 5 *а*; *б* — при намагничивающем токе 30 *а*

Эскиз магнитопровода электромагнита показан на рис. 7-29, а его электромеханические характеристики — на рис. 7-30. Магнитопровод набран из 108 листов по 0,5 *мм* толщиной и шести листов по 1 *мм*. Обмотка состоит из девяти дисковых катушек, имеющих в общей сложности 1 404 витка медного провода сечением $3 \times 2,5$ *мм*². Сопротивление ее равно 1,85 *ом*.

7-6. Определение основных размеров вновь проектируемого электромагнита

Материалы данной и предыдущих глав позволяют рассчитать все важнейшие характеристики электромагнита, размеры которого известны, а значит, установить, удовлетворяет ли данная его конструкция предъявленным требо-

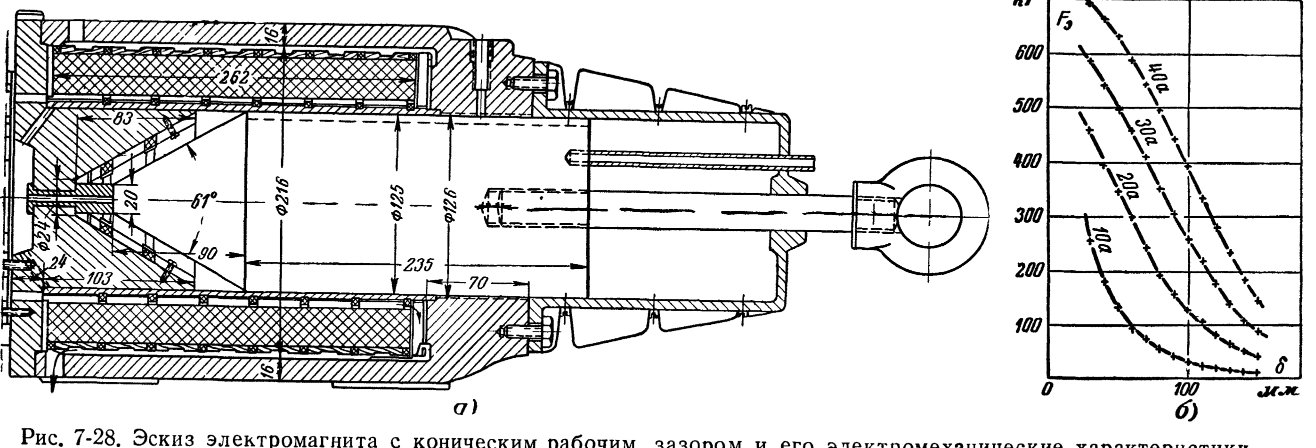


Рис. 7-28. Эскиз электромагнита с коническим рабочим зазором и его электромеханические характеристики.

а — эскиз электромагнита; *б* — электромеханические характеристики.

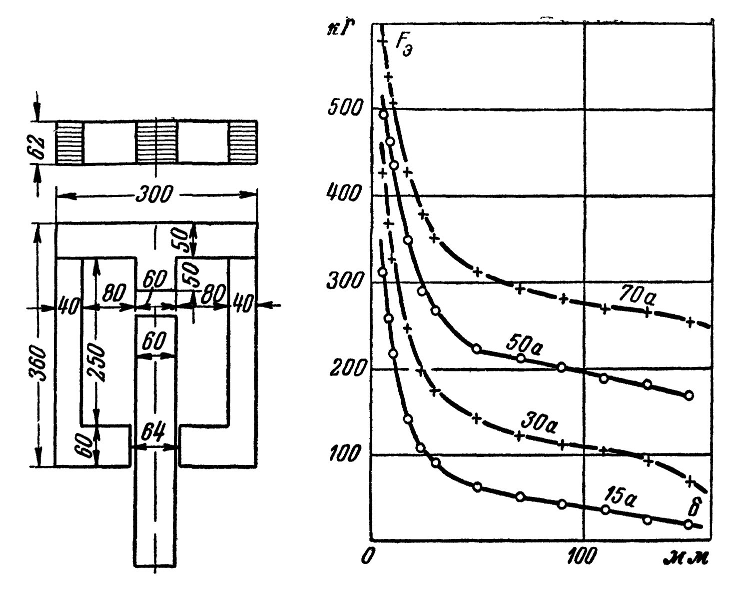


Рис. 7-29. Эскиз шихтованного магнитопровода.

Рис. 7-30. Электромеханические характеристики электромагнита с шихтованным магнитопроводом.

ваниям. Однако под расчетом электромагнита, как и всякого другого механизма, должна, конечно, пониматься обратная задача — задача определения необходимых размеров, при которых он удовлетворял бы поставленным требованиям и при этом его размеры и вес были бы возможно меньшими.

Хотя еще не существует пути однозначного решения этой задачи, можно все же наметить рациональную методику выбора основных размеров проектируемого электромагнита, позволяющую снизить до минимума количество последующих изменений конструкции и связанных с этим дополнительных расчетов.

Для этого необходимо составить ряд уравнений, связывающих заданные характеристики проектируемого электромагнита с его основными искомыми размерами. В большинстве случаев исходными при расчете величинами являются: начальная сила $F_{э\,н}$, требующийся ход якоря электромагнита, который может быть для втяжного электромагнита приравнен начальному значению магнитного зазора $\delta_н$, напряжение питания обмотки электромагни-

та U и режим его работы. Эти величины взаимосвязаны основными уравнениями рабочего процесса электромагнита, рассмотренными в § 1-2. С точки зрения определения основных размеров вновь проектируемого электромагнита необходимо использовать:

1) уравнение электромагнитной силы, действующей на якорь;

2) уравнение магнитной цепи электромагнита;

3) уравнение, связывающее значение н. с. обмотки с размерами и температурой ее нагрева при данном режиме работы;

4) уравнение, определяющее параметры обмотки в зависимости от ее н. с.

Связанные с применением этих уравнений вопросы подробно рассмотрены в соответствующих главах. В данном случае необходимо вносить максимальные упрощения, позволяющие получить однозначное решение хотя бы в первом приближении. Так как выбираемые величины и размеры требуется согласовывать с существующими стандартами, нормалями и сортаментом, обычно приходится корректировать и уточнять полученные результаты. Поэтому практически нет необходимости при предварительном расчете стремиться к высокой степени точности, если это сильно усложняет процесс определения размеров.

В зависимости от типа проектируемого электромагнита исходные уравнения могут видоизменяться. Например, вид уравнения электромагнитной силы будет зависеть от формы рабочего воздушного зазора, наличия или отсутствия неподвижного сердечника и т. д. Характер уравнения нагрева будет определяться заданным режимом работы. В той или иной степени могут модифицироваться и остальные уравнения.

Рассмотрим ход их совместного решения на примере определения основных размеров втяжного цилиндрического электромагнита с плоскими концами якоря и неподвижного сердечника.

Основными размерами, подлежащими определению, в первую очередь будут (рис. 7-31): диаметр якоря и неподвижного сердечника $d_я$, внутренний диаметр корпуса $D_к$, внутренняя длина электромагнита $l_к$ и сечение провода q, которым должна быть выполнена обмотка.

В качестве уравнения силы используем уравнение (7-2). С учетом выражения для проводимости рабочего зазора

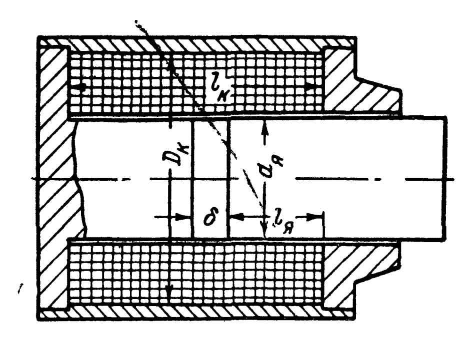


Рис. 7-31. Схематический разрез электромагнита с обозначением основных расчетных величин.

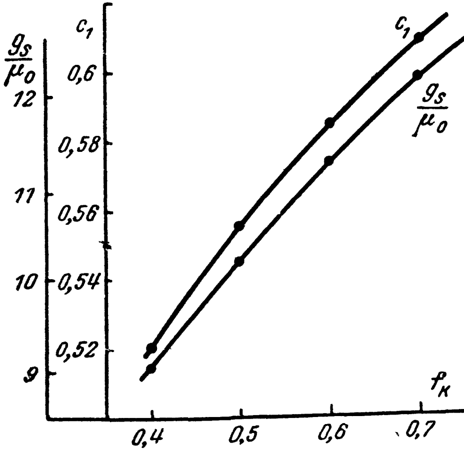


Рис. 7-32. Расчетные зависимости для цилиндрических втяжных электромагнитов.

(3-59,*б*) и ее производной (4-15) в рассматриваемом случае уравнение силы принимает вид:

$$F_{э\,н}=3{,}18\cdot 10^{-8}B^2_{я.н}d^2_я\times$$

$$\times\frac{d^2_я+1{,}27g_s\left(\frac{l_я}{l_к}\right)^2\cdot\delta^2}{(d_я+0{,}74\delta)^2}.$$

Анализ показывает [Л.7-7], что существует определенное соотношение между диаметрами якоря и корпуса:

$$c_1=\frac{d_я}{D_к}, \qquad (7\text{-}14)$$

при котором при всех прочих равных условиях вес втяжного электромагнита получается наименьшим. Значение этого отношения зависит только от коэффициента заполнения катушки $f_к$ медью. Эта зависимость показана на рис. 7-32. Так как удельная проводимость рассеяния $g_s=\frac{2\pi\mu_0}{\ln 1/c_1}$, то ее величина будет также функцией коэффициента заполнения катушки (рис. 7-32). Считая примерно $l_я=0{,}4l_к$ и беря среднее значение коэффициента заполнения $f_к=0{,}5$, получаем $c_1=0{,}55$, а

$$g_s\left(\frac{l_я}{l_к}\right)^2\approx 2.$$

Тогда уравнение силы — первое основное расчетное соотношение — принимает вид:

$$F_{э\,н}=3{,}18\cdot 10^{-8}\cdot B^2_{я\,н} d^2_я \frac{d^2_я+2{,}54\delta^2_н}{(d_я+0{,}74\delta_н)^2}. \qquad (7\text{-}15)$$

В качестве уравнения магнитной цепи при предварительном расчете используют соотношение:

$$\Theta_к=c_2\Theta_\delta,$$

т. е. считают, что полная н. с., которую должна создавать обмотка $\Theta_к$, пропорциональна н. с., необходимой для проведения магнитного потока через рабочий воздушный зазор. Это весьма приближенное выражение. Все же практика показывает, что в хорошо спроектированных электромагнитах падение магнитного потенциала в стали магнитопровода составляет примерно $(0{,}1-0{,}25)\,\Theta_\delta$, а в паразитных зазорах $(0{,}05-0{,}15)\,\Theta_\delta$. Таким образом, можно считать, что

$$c_2=1{,}15-1{,}4.$$

Беря среднее значение $c_2=1{,}25$, получаем второе основное расчетное соотношение:

$$\Theta_к=1{,}25\Theta_\delta=B_{я\,н}\delta_н\frac{d_я}{d_я+0{,}74\delta_н}k_з \qquad (7\text{-}16)$$

(где $k_з$ — коэффициент запаса по н. с.), определяющее связь между необходимой н. с. обмотки, индукцией в зазоре, диаметром якоря, величиной зазора и коэффициентом запаса по н. с.

Форма уравнения нагрева, используемого в качестве третьего соотношения, будет различной в зависимости от режима работы. Для длительного режима работы можно использовать уравнение (6-36). Тогда, не учитывая влияния толщины корпуса и фланцев на нагрев электромагнита, получим:

$$\Theta^2_к=c_з\frac{(1-c_1)}{c_1}l^2_к\cdot d_я,$$

где $c_з=\frac{f_к k_т}{\rho}\cdot\frac{\tau_д}{A+\alpha\tau_д}$ — величина, которую можно предварительно вычислить.

Подставив $c_1=0{,}55$, находим третье основное расчетное соотношение:

$$\Theta^2_к=0{,}82c_з l^2_к d_я, \qquad (7\text{-}17)$$

определяющее связь размеров электромагнита с н. с., которую возможно получить при длительном режиме работы и заданном допустимом превышении температуры.

Используя уравнение (5-13а), находим связь между необходимым сечением провода и намагничивающей силой:

$$q = c_4 \frac{\Theta_к}{U} d_я \frac{1 + c_1}{c_1},$$

где $c_4 = \frac{\rho\pi}{2}$.

С учетом значения $\rho_{меди} = 1{,}75 \cdot 10^{-6}$ *ом·см* и $c_1 = 0{,}55$, четвертое основное расчетное соотношение будет:

$$q = 7{,}7 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\Theta_к}{U} d_я. \tag{7-18}$$

Полученные уравнения (7-15) и (7-16), (7-17) и (7-18) совместно с (7-14) позволяют определить искомые размеры $l_к$, $D_к$, $d_я$ и q, если известно значение индукции $B_{я\,н}$ в начальном сечении якоря. От выбора величины этой индукции будут зависеть размеры и вес проектируемого электромагнита, а также ход его характеристики. Как показывают исследования, в зависимости от разновидности втяжного электромагнита, а также заданных значений $F_{э\,н}$ и $\delta_н$ рациональная величина индукции колеблется в пределах от 6 000 до 16 000 *гс*. Для втяжных электромагнитов, имеющих неподвижный сердечник, длительного режима работы средней производительности ($W_п$ порядка 11,5 *кГ/см*) с допустимым превышением температуры примерно 70° С выбор расчетного значения индукции $B_{я\,н}$ можно производить по кривым рис. 7-33, 7-34 и 7-35. На этих рисунках, кроме значений индукции, показаны также области, определяющие рациональные соотношения между толщиной и длиной катушки и кривые возможного коэффициента добротности. Эти данные могут служить для дополнительного контроля рациональности полученных размеров.

Для электромагнитов с прерывистым или кратковременным режимом работы значения индукции должны быть взяты несколько более высокими, чем для электромагнитов с длительным режимом. Критерием для оценки и в этом случае может служить соотношение получившихся размеров, а также ход электромеханической характеристики. Индукция должна быть повышена и при проекти-

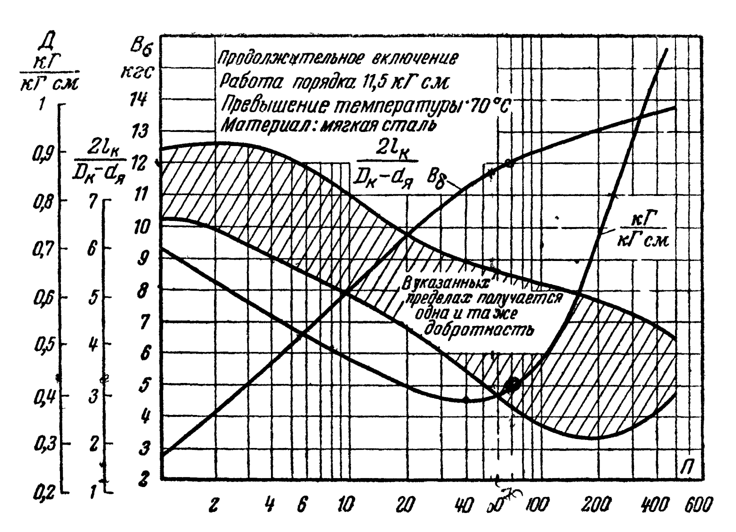


Рис 7-33 Расчетные величины для цилиндрического электромагнита с якорем, имеющим плоский конец.

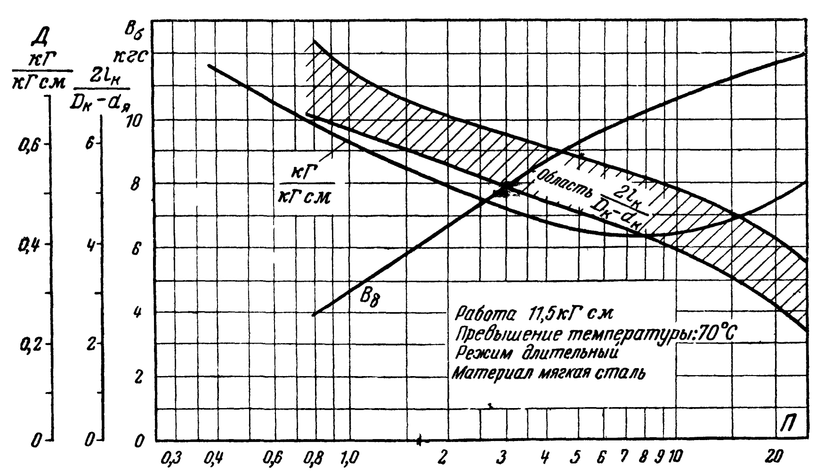


Рис. 7-34. Расчетные величины для цилиндрического электромагнита с якорем, имеющим конический конец с углом при вершине $2\alpha = 90°$

ровании электромагнита с большей допустимой рабочей температурой. В случае расчета электромагнитов, не имеющих неподвижного сердечника, например электромагнита

с якорем, имеющим суживающийся конец, приходится прибегать к дополнительным уравнениям, так как в этом случае имеется еще ряд размеров, определяющих основные характеристики. Поэтому в этом случае при выборе размеров лучше прибегать к методу последовательных приближений.

Изложенная методика определения основных размеров вновь проектируемого электромагнита не дает возможно-

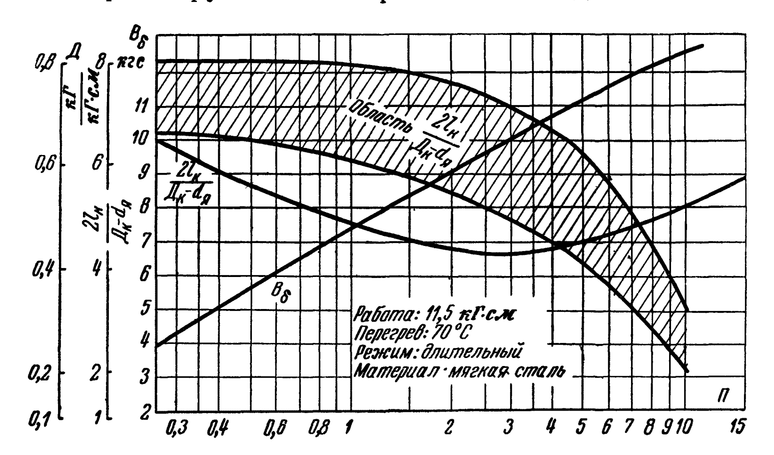


Рис. 7-35. Расчетные величины для цилиндрического электромагнита с якорем, имеющим конический конец с углом при вершине $2\alpha = 60°$.

сти точного и однозначного их нахождения и не является всеобъемлющей. Поэтому большое значение имеет возможность использования опытных данных по выполненным аналогичным электромагнитам. Для обобщения и расширения возможностей их использования большое значение имеет теория подобия электромагнитов.

Для того чтобы электромагниты были полностью подобны, необходимо:

1. Чтобы все размеры одного из них были пропорционально изменены по сравнению с соответствующими размерами другого, т. е. чтобы электромагниты были геометрически подобны.

2. Чтобы форма магнитного поля у них была одинакова, т. е. чтобы они были подобны в магнитном отношении.

Последнее условие возможно лишь при сохранении неизменной индукции в соответствующих сечениях подобных

электромагнитов. Однако, как показывает анализ, в этом случае по мере роста электромагнита нагрев его падает, что обычно неприемлемо, так как приводит к худшему использованию обмотки электромагнита. Когда перерасчет методом подобия применяется с целью корректирования размеров электромагнита для доведения его до необходимых данных, обычно приходится изменять размеры незначительно. В этом случае можно принимать, что при пропорциональном изменении размеров форма поля практически не изменяется, так как индукция в магнитопроводе изменяется незначительно.

Если превышение температуры обмотки электромагнита остается неизменным, то

$$\Theta_1 = n^{1,5}\Theta_0,$$

где Θ_1 — н. с. подобного электромагнита,
Θ_0 — н. с. исходного электромагнита;
n — кратность изменения размеров (n близко к единице).

Соответственно будет:

$$\Phi_1 = n^{2,5}\Phi_0;$$

$$B_1 = n^{0,5}B_0,$$

$$(F_э)_1 = n^3 (F_э)_0;$$

$$(W_п)_1 = n^4 (W_п)_0.$$

Таким образом, при условии сохранения постоянства нагрева с увеличением размеров электромагнита растет индукция в магнитопроводе. Это соответствует данным, приведенным на рис. 7-33, 7-34 и 7-35, так как конструктивный показатель

$$П_1 = n^{0,5}П_0$$

подобного электромагнита также увеличивается. Однако законы изменения $B=f(П)$ по данной теории и по кривым рис. 7-33, 7-34 и 7-35 различны, поэтому следует еще раз подчеркнуть, что использование приведенных соотношений допустимо лишь при незначительном варьировании размеров.

В некоторых случаях бывает желательно сохранить неизменной мощность, потребляемую обмоткой. Тогда

$$\Theta_1 = n^{0,5}\Theta_0;$$

$$\Phi_1 = n^{1,5}\Phi_0;$$
$$B_1 = n^{-0,5}B_0;$$
$$(F_э)_1 = n(F_э)_0;$$
$$(W_п)_1 = n^2(W_п)_0;$$
$$\tau_1 = n^{-2}\tau_0;$$
$$П_1 = n^{-0,5}П_0.$$

7-7. Втяжные электромагниты с незамкнутой магнитной цепью

Как отмечалось выше, у электромагнитов с втягивающимся якорем, не имеющих неподвижного сердечника, в начале хода значительная часть силы создается за счет потока рассеяния, проходящего в радиальном направлении от якоря к кожуху. Доля этой составляющей в общей величине электромагнитной силы, действующей на якорь, повышается по мере роста величины хода сердечника. При больших ходах на протяжении большей части пути сила будет определяться почти исключительно потоками рассеяния. Длинноходовые электромагниты, в которых используется этот эффект, называют электромагнитами с незамкнутой магнитной цепью, так как рабочий поток в них значительную часть своего пути проходит по немагнитным материалам и воздуху, прежде чем попасть в кожух из ферромагнитного материала. В некоторых случаях в таких электромагнитах на последней части пути якоря используется эффект втягивания его конца в соответствующее отверстие торцового фланца. За счет этого удается сократить длину электромагнита. Часто, однако, такие электромагниты выполняются и без торцовых фланцев.

Для вычисления силы, действующей на якорь соленоидного электромагнита, не могут быть использованы непосредственно формулы, выведенные в четвертой главе. Это определяется тем, что до тех пор, пока сердечник не подошел достаточно близко к торцовому фланцу, действующая на него сила создается за счет взаимодействия магнитного потока с током, проходящим по виткам обмотки.

Р а с с м о т р и м с п о с о б в ы ч и с л е н и я э т о й с и л ы. Схематический чертеж электромагнита показан

на рис. 7-36. На верхней половине этого рисунка дана картина распределения магнитного потока, проходящего от якоря к кожуху и пересекающего при этом обмотку электромагнита. Для удобства вывода предположим, что обмотка представляет собой один массивный виток с рав-

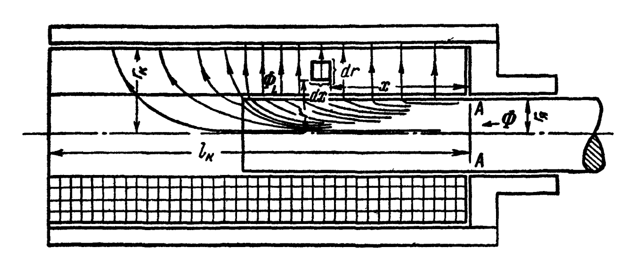


Рис 7-36 Разрез электромагнита с незамкнутой магнитной цепью.

номерно распределенной по нему плотностью тока j *а/см*[2].

Вследствие взаимодействия между током, текущим по кольцевому витку с поперечным сечением $dr \cdot dx$, и радиальной составляющей индукции в месте расположения этого витка возникает осевая сила, действующая на этот элементарный кольцевой виток. Рассматриваемая индукция создается токами, проходящими на участке длиной x. Следовательно, она не зависит от тока в элементарном витке, и для определения силы можно воспользоваться формулой Био:

$$\mathbf{F}_э = \int_V [\mathbf{jB}]\, dV,$$

которая для данного случая принимает вид·

$$\Delta F_э = IB_r l,$$

где B_r — индукция в радиальном направлении;

l — длина витка.

В рассматриваемом случае

$$I = j\, dx\, dr;$$

$$B_r = \frac{d\Phi_r}{2\pi r dx};$$

$$l = 2\pi r,$$

где $d\Phi_r$ — радиальная слагающая потока на участке dx.

Тогда действующая на кольцо сила

$$\Delta F_э = j dx dr \frac{d\Phi_r}{2\pi r dx} \cdot 2\pi r = j dr d\Phi_r.$$

Для определения общей силы, действующей на катушку, необходимо произвести интегрирование по всему объему:

$$F_э = j \int_{r_1}^{r_2} dr \int_{x=0}^{x=h} d\Phi_r = j (r_к - r_я) \int_{x=0}^{x=h} d\Phi_r.$$

Интеграл $\int_{x=0}^{x=h} d\Phi_r$ равен всему магнитному потоку, проходящему из якоря в кожух и пересекающему обмотку.

Величина $j(r_к - r_я)$ представляет собой удельную намагничивающую силу θ, т. е. намагничивающую силу на единицу осевой длины обмотки.

Таким образом, электромагнитная сила от магнитного потока, пересекающего обмотку,

$$F_э = \theta\Phi_r$$

или, выражая θ в *а/см*, Φ_r в *мкс*, а силу в *кГ*

$$F_э = 1{,}02 \cdot 10^{-7}\theta\Phi_r. \qquad (7\text{-}19)$$

Кроме потока, идущего через обмотку в радиальном направлении, в рассматриваемом электромагните существует магнитный поток, охватывающий всю катушку в целом. Это тот магнитный поток, который существовал бы во внутренней полости обмотки при отсутствии якоря. Он может быть принят равным

$$\Phi_0 = \mu_0 S_я \theta$$

Поэтому уравнение (7-19) принимает следующий вид:

$$F_э = 1{,}02 \cdot 10^{-7}\theta S_я (B_я - \mu_0\theta), \qquad (7\text{-}19а)$$

где $B_я$ — индукция в якоре в сечении $A—A$, соответствующем началу обмотки.

Для электромагнитов подобного типа характерны большие значения индукций в сердечнике при сравнительно малой величине действующей силы. Поэтому необходимо учесть поправку на уменьшение силы вследствие увеличе-

ния длины намагниченной части якоря и кожуха. В соответствии с выводами § 4-4 и учитывая прирост силы за счет уменьшения пространства перед якорем, получим

$$\Delta F_э = -\left[S_я \int_0^{B_я} H_я dB - \frac{1}{2} S_я \mu_0 \theta^2\right] \cdot 1{,}02 \cdot 10^{-7}.$$

Таким образом, суммарная сила, действующая на якорь,

$$F_э = 1{,}02 \cdot 10^{-7} S_я' \left[\theta B_я - \frac{1}{2} \mu_0 \theta^2 - \int_0^{B_я} H_я dB\right]. \quad (7\text{-}20)$$

На рис. 7-37,*б* показана типичная для этой разновидности электромагнитов электромеханическая характеристика $F_э = f(u)$, где u глубина погружения сердечника в обмотку. Эскиз электромагнита, который об-

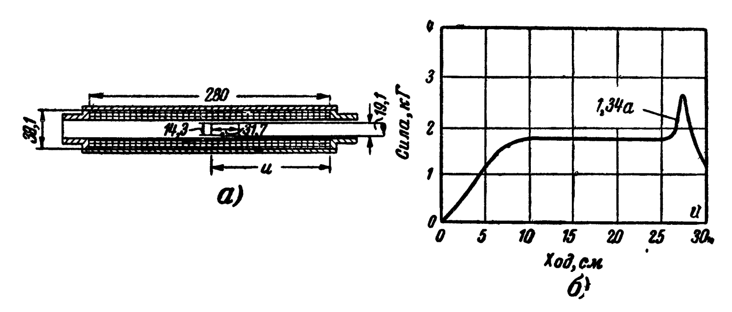


Рис. 7-37. Электромагнит с незамкнутой магнитной цепью и его электромеханическая характеристика.

а — эскиз электромагнита; *б* — электромеханическая характеристика.

ладает такой характеристикой, приведен на рис. 7-37,*а*. Как видно вначале, примерно на протяжении одной четверти хода сила возрастает. Затем рост силы прекращается и в пределах от $u = 8{,}9$ *см* до $u = 26{,}7$ *см* она остается практически неизменной. Такой характер зависимости тяговой силы от глубины погружения якоря объясняется следующим. На первом участке, пока магнитный поток мал и якорь не насыщен, величина потока, проходящего между якорем и кожухом, изменяется примерно пропорционально глубине погружения *u*. В этом случае согласно уравнению 7-19 сила также растет примерно по закону прямой.

С момента, когда якорь насытится, магнитный поток,

проходящий по нему, перестает расти, и сила на протяжении дальнейшего хода остается постоянной до момента, пока конец якоря не приблизится к торцовому фланцу. Характер изменения величины силы по ходу якоря на этом последнем участке почти полностью определяется эффектом втягивания суживающегося конца якоря в цилиндрическое отверстие торцового фланца, т. е. зависит от длины суживающейся части $h_я$ и ее конусности. Практически установлено, что максимальная длина суживающейся части $h_я$ не должна превосходить одной трети длины первоначального погружения якоря u_0, т. е.

$$h_я \approx \frac{1}{3} u_0.$$

Угол при вершине конуса, образующего суживающийся конец, должен быть около 0,3 радиана, т. е.

$$2\varphi \approx 17^\circ.$$

Характерной особенностью рассматриваемой разновидности втяжных электромагнитов является возможность получения относительно больших сил путем повышения тока в обмотке электромагнита. В отличие от электромагнитов, в которых основная составляющая силы определяется непосредственным притяжением намагниченных поверхностей, в данном случае сила даже при насыщении магнитопровода и $\Phi = \text{const}$ продолжает расти при росте н. с. Повышая кратковременно ток в обмотке, можно получить увеличение электромагнитной силы, действующей на якорь. Так как величина хода ничем не ограничивается, магнитная эффективность может быть сделана очень высокой.

7-8. Втяжные электромагниты без магнитопровода

В некоторых случаях находят применение электромагниты, не имеющие магнитопровода. Такие электромагниты представляют собой катушку с намагничивающей обмоткой, у которой нет ни неподвижного сердечника, ни фланцев, ни кожуха, служащих для замыкания через них линий магнитной индукции. Электромагнит в этом случае состоит только из катушки и подвижного сердечника—якоря. Часто такие электромагниты называют соленоидами.

Электромагниты без магнитопровода обладают характеристиками, сильно отличающимися от характеристик других типов втяжных электромагнитов. Отличительной

особенностью их тяговой характеристики является наличие при некотором положении сердечника максимума электромагнитной силы, которая затем снижается. При симметричном расположении якоря относительно катушки сила падает до нуля, а затем меняет свой знак

Добротность таких электромагнитов чрезвычайно мала, и их применение может быть оправдано только необходимостью получения особой формы тяговой характеристики. Поэтому особенно важно иметь возможность рассчитывать их тяговую характеристику. Однако вследствие исключи-

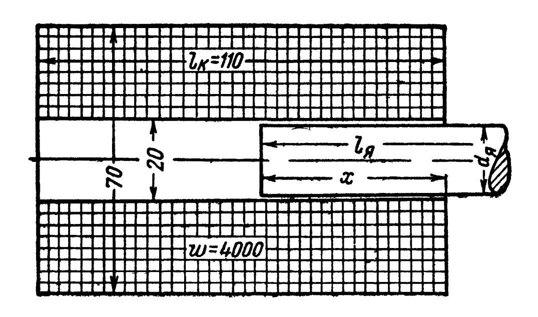


Рис 7-38. Эскиз соленоидного электромагнита

тельной сложности конфигурации магнитного поля, получающегося в этом случае, в настоящее время не существует еще достоверных методов расчета втяжных электромагнитов без магнитопровода В связи с этим для их конструирования особое значение имеют экспериментальные данные.

На рис. 7-38 показан эскиз соленоидного электромагнита, подвергавшегося подробным исследованиям[1], а на рис 7-39, 7-40, 7-41 приведены полученные при этом характеристики электромагнитной силы $F_э$, действующей на якорь электромагнита в функции его положения внутри катушки. Последнее фиксируется глубиной погружения конца сердечника x, считая от края катушки, и выражается в относительных единицах $\frac{x}{l_к}$.

Кривые рис 7-39 дают значения электромагнитной силы для якорей трех диаметров ($d_я = 10$ *мм*, 14 *мм* и

[1] Исследования проведены доцентом Московского энергетического института Сенкевичем А М в 1935 г

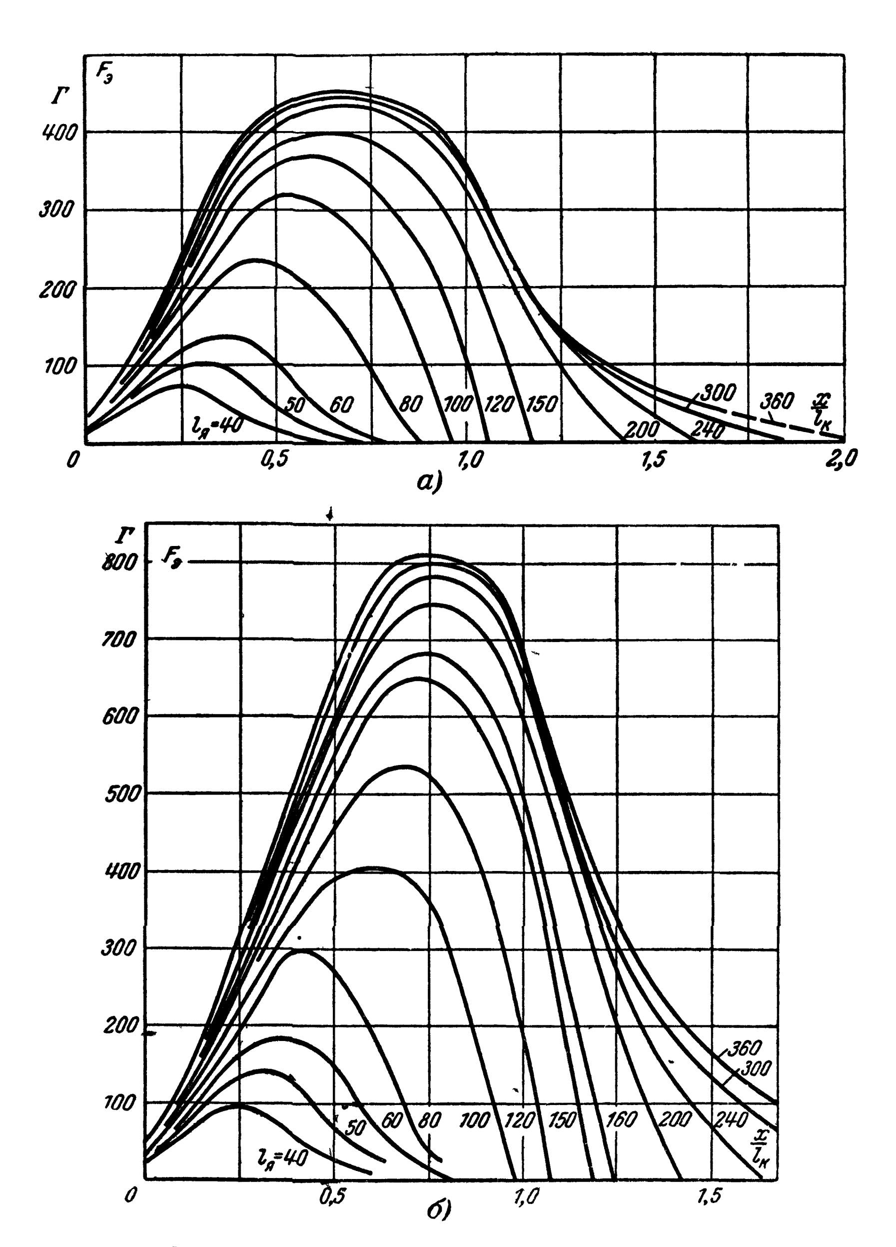


Рис. 7-39. Зависимость силы, действующей на якорь соленоидного электромагнита, от положения якоря при разных его длинах.

а — $d_я$ = 10 *мм*; $\Theta_к$ = 4 000 *а*,

б — $d_я$ = 14 *мм*; $\Theta_к$ = 4 000 *а*;

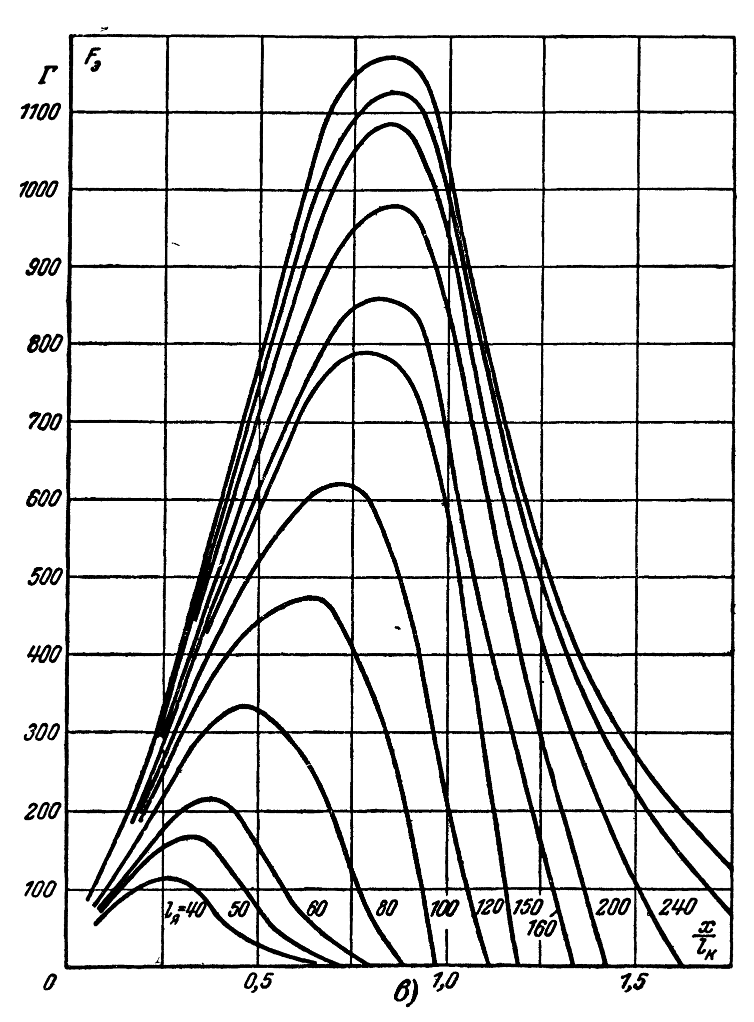


Рис. 7-39. (Продолжение).
в — $d_я = 17$ *мм*; $\Theta_к = 4\,000$ *а*.

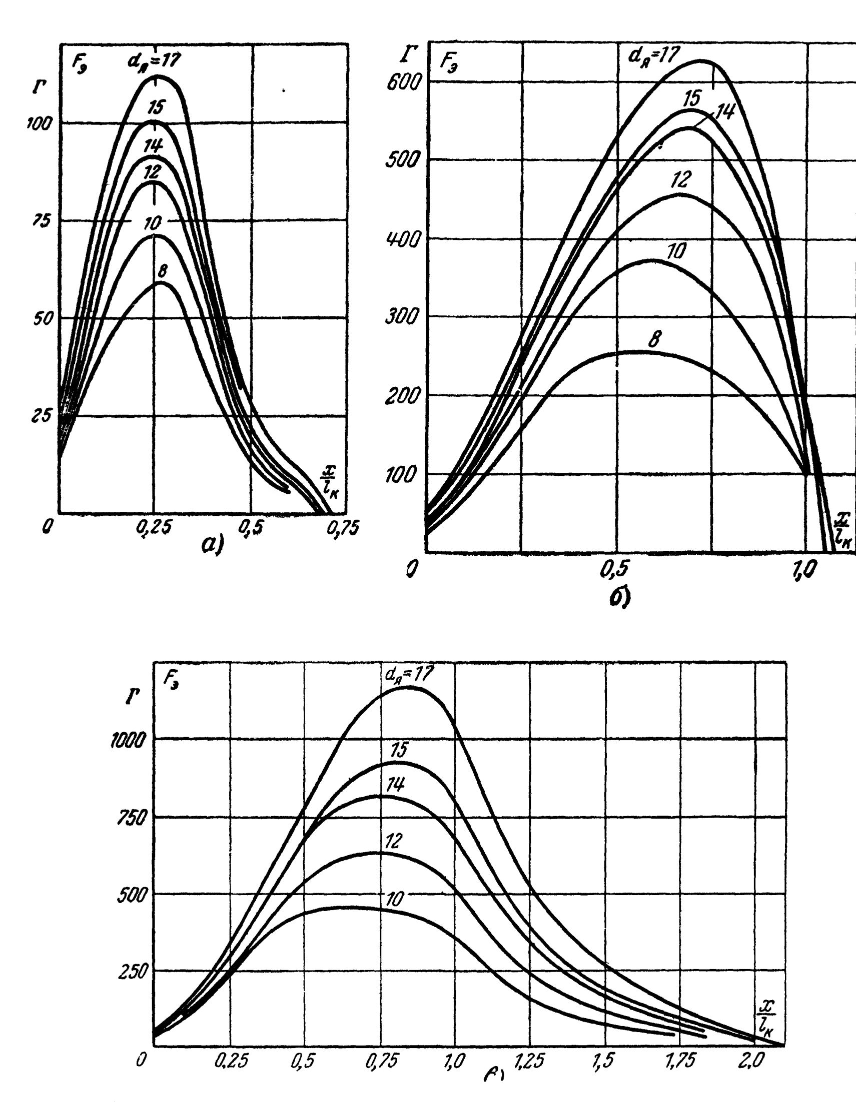


Рис. 7-40. Зависимость силы, действующей на якорь соленоидного электромагнита, от положения якоря при различных его диаметрах.

а — $l_я = 40$ *мм*, $\Theta_к = 4\,000$ *а*;

б — $l_я = 120$ *мм*; $\Theta_к = 4\,000$ *а*;

в — $l_я = 360$ *мм*, $\Theta_к = 4\,000$ *а*.

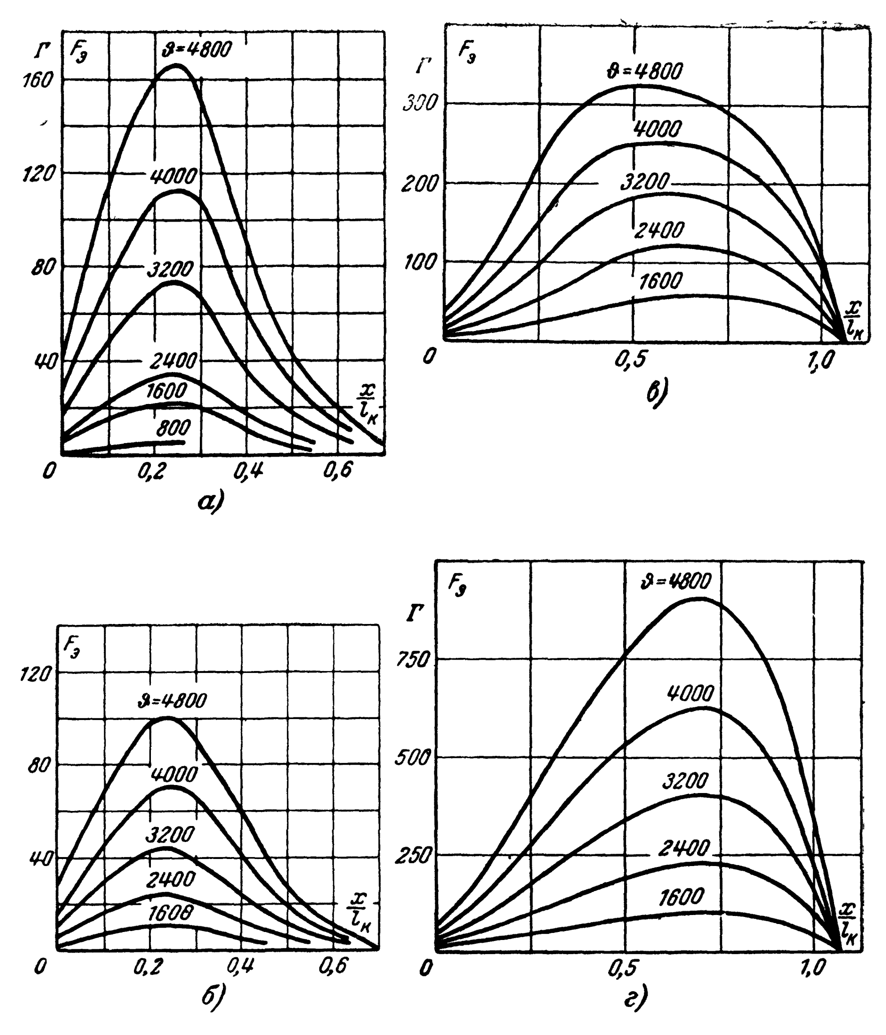


Рис. 7-41 Зависимость силы, действующей на якорь соленоидного электромагнита, от положения якоря при различных его длинах и диаметрах.

а — $l_я = 40$ *мм*, $d_я = 17$ *мм*;

б — $l_я = 40$ *мм*, $d_я = 10$ *мм*,

в — $l_я = 120$ *мм*, $d_я = 8$ *мм*;

г — $l_я = 120$ *мм*, $d_я = 17$ *мм*.

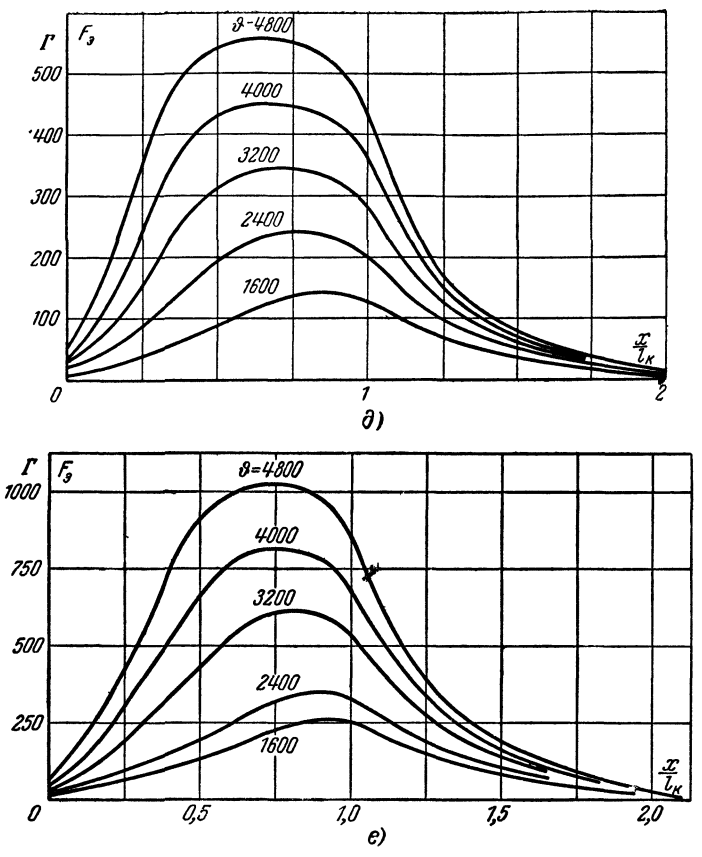


Рис. 7-41. Зависимость силы, действующей на якорь соленоидного электромагнита, от положения якоря при различных его длинах и диаметрах.

д — $l_я = 360$ *мм*; $d_я = 10$ *мм*;
е — $l_я = 360$ *мм*, $d_я = 14$ *мм*.

17 *мм*) при намагничивающей силе обмотки, равной 4 000 *а*. Каждая из кривых относится к якорю определенной длины $l_я$, величину которой в миллиметрах указывает цифра около кривой.

На рис. 7-40 приведены характеристики для трех значений длин якоря ($l_я$ =40 *мм*, 120 *мм* и 360 *мм*) при той же н. с. обмотки. Каждая кривая относится к определенному диаметру якоря $d_я$, величину которого в миллиметрах указывает цифра около кривой.

На рис. 7-41 изображены кривые для шести якорей с различными диаметрами и длинами при разных величинах н. с. обмотки.

Рассмотрение приведенных кривых показывает, что при постоянном значении диаметра якоря ($d_я$ =const) действующая на якорь сила при одинаковых погружениях растет с ростом длины якоря, а точка максимума силы смещается в области больших погружений. Рост силы с увеличением длины происходит главным образом за счет роста величины магнитного потока в якоре, связанного с увеличением его проницаемости формы. Смещение максимума силы происходит за счет изменения соотношения между длиной якоря и длиной катушки. Отчасти это связано также с изменением степени насыщения якоря при изменении его длины.

При постоянной длине якоря ($l_я$ =const) сила возрастает с увеличением диаметра. Здесь также имеет место смещение максимума в область больших погружений. Однако это смещение незначительно, так как определяется исключительно влиянием изменения степени намагничивания якоря.

При постоянной длине якоря усилие изменяется пропорционально $d_я^{\alpha}$, где $1<\alpha<2$.

Увеличение н. с. обмотки вызывает рост электромагнитной силы, действующей на якорь. При значениях индукции в якоре, лежащих ниже колена кривой намагничивания, рост силы происходит пропорционально квадрату н. с.; при больших насыщениях сила приблизительно пропорциональна первой степени н. с.

Кроме перечисленных факторов, величина силы и форма электромеханической характеристики зависят также от материала якоря, формы и размеров катушки. Из них наиболее существенное влияние оказывает длина катушки, так как при постоянстве длины якоря и изменяющейся длине катушки меняется соотношение их длин. На рис. 7-42 приведены электромеханические характеристики, относящиеся к электромагниту, изображенному на рис. 7-23. Пунктирные кривые соответствуют полностью собранному электромагниту, а сплошные кривые — тому же электромагниту при удаленном фланце и корпусе, т. е. когда остается одна катушка с сердечником. Как видно, во втором случае кривые идут значительно ниже, особенно в области больших погружений якоря, где кривые для собран-

ного электромагнита идут резко вверх за счет существенного влияния непосредственного притяжения сердечника к фланцу. В области малых погружений торцовый фланец почти не оказывает влияния и в обоих случаях втягивание происходит за счег магнитного потока, пересекающего обмотку. Вследствие этого кривые имеют одинаковый характер. Наличие корпуса вызывает увеличение магнитного потока, идущего с боковой поверхности якоря, чем и объясняется, что силы в этом случае имеют большее значение.

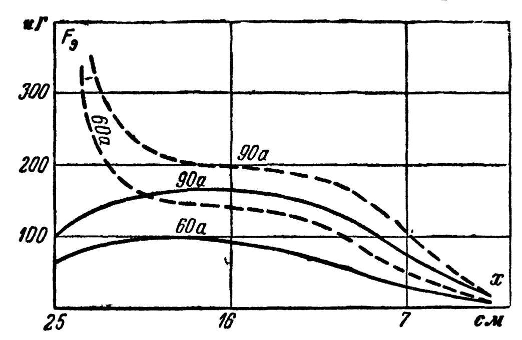


Рис. 7-42. Электромеханические характеристики электромагнита рис. 7-23.

— — — — для полностью собранного электромагнита; ——— — для электромагнита со снятым фланцем и корпусом.

С и л а, д е й с т в у ю щ а я н а я к о р ь в т я ж н о г о э л е к т р о м а г н и т а б е з м а г н и т о п р о в о д а, в общем виде определяется уравнением (7-19,а) так же, как и для случая электромагнита с незамкнутой магнитной цепью. Однако воспользоваться им для вычисления величины действующей силы не представляется возможным вследствие сложности конфигурации магнитного поля и отсутствия практических способов вычисления величины проходящего в этом случае через якорь магнитного потока.

Для насыщенного состояния якоря, что обычно имеет место, зависимость электромагнитной силы, действующей на якорь, в функции его положения может быть в первом приближении представлена ломаной линией, показанной на рис. 7-43. Имея в виду такую идеализированную картину, электромеханическая характеристика записывается следующим уравнением:

$$F_э = F_{э\,макс} f(x).$$

Здесь

$$F_{э\,макс} = cS_я \frac{\Theta}{l_к}\ [кГ],$$

где $c = (1,57 - 1,76) \cdot 10^{-3}$ *кГ/см·а*;

Θ — н. с. обмотки, *а*;

$S_я$ — поперечное сечение якоря, *см*^{2};

$l_к$ — длина катушки, *см*.

Функция $f(x)$ в относительных величинах представляет закон, изображенный ломаной линией на рис. 7-43.

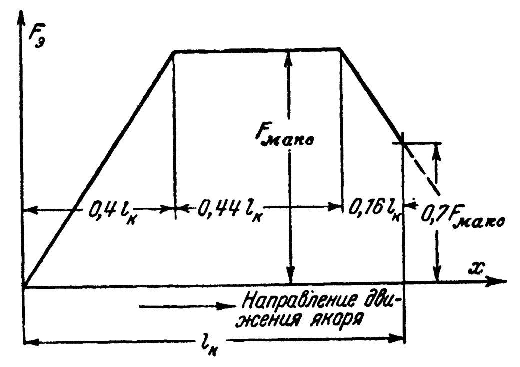


Рис. 7-43. Идеализированная расчетная электромеханическая характеристика электромагнита.

Размеры катушки рассматриваемых электромагнитов обычно выбирают, исходя из следующих соотношений:

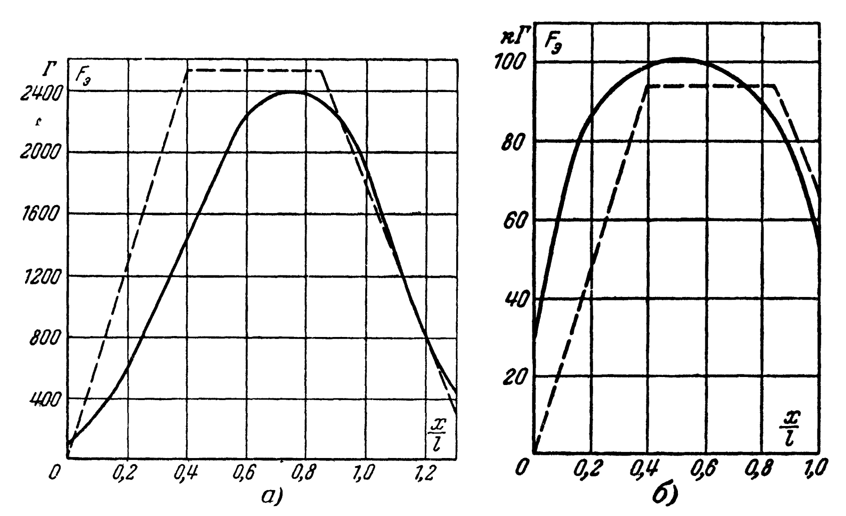


Рис. 7-44. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для соленоидных электромагнитов.

— — — — расчетная зависимость; ——— — опытная зависимость.

а — электромагнит, имеющий: $D_к = 68$ *мм*, $l_к = 165$ *мм*, $d_я = 22$ *мм*, $l_я = 330$ *мм*, $\Theta_к = 6\,400$ *а*; *б* — электромагнит, имеющий: $D_к = 222$ *мм*, $l_к = 254$ *мм*, $d_я = 47{,}5$ *мм*, $l_я = 588$ *мм*, $\Theta_к = 8\,000$ *а*.

Таблица 7

Характеристики цилиндрических втяжных электромагнитов

Тип электромагнита	Относительное время нахождения под током	Потребляемая мощность (в горячем состоянии), *вт*	Номинальный ток, *а*	Сопротивление катушки (в горячем состоянии), *ом*	Конечный перегрев (окружающая температура 20° С), °С	Вес электромагнита с якорем, *кГ*	Теоретически возможная работа, *кГ·см*	Полная возможная механическая работа, *кГ·см*	Максимальная полезная работа, *кГ·см*	Оптимальная сила для получения максимальной работы, *кГ*	Оптимальный ход для получения максимальной работы, *см*	Полная работа, которую можно получить при оптимальном ходе, *кГ·см*	Магнитная эффективность для максимальной полезной работы	Механическая эффективность для максимальной работы	Добротность, *кГ/кГ·см*	Конструктивный показатель, *кГ/см*	Рисунок, иллюстрирующий данный элемент
Электромагнит с плоским якорем	1/2	70	10	0,7	73	10,0	185	126,5	52,8	636	0,08	78,1	0,42	0,68	0,19	300	Рис. 8-13
Якорь с плоским концом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	25	8,0	50,8	0,16	15	0,41	0,54	0,6	44,8	Рис. 7-7
Якорь с коническим концом 60°	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	28	10,9	17,25	0,64	18,15	0,50	0,60	0,395	6,62	Рис. 7-8
Якорь с коническим концом 33°	1/2	152	2,0	38	72	20,8	692	393	195	44	4,44	278	0,40	0,70	0,106	1,48	Не иллюстр.
Якорь с цилиндрическим концом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	16,7	10,5	2,63	3,81	14,7	0,37	0,77	0,453	0,4	Рис. 7-10
Якорь с цилиндрическим концом и стопом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	21,2	12	3,4	3,50	18,7	0,52	0,63	0,394	0,53	То же
Якорь со ступенчатоцилиндрическим концом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	18,7	11	3,81	2,86	13	0,36	0,84	0,443	0,69	Рис. 7-12
Якорь со ступенчатоцилиндрическим концом со стопом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	21,6	11	3,81	2,86	15,6	0,43	0,70	0,443	0,69	То же
Якорь с суживающимся концом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	20,5	13,1	4,41	3,02	15,1	0,42	0,88	0,354	0,69	Рис. 7-13
Якорь с суживающимся концом со стопом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	23	14,3	5	2,86	18,6	0,51	0,77	0,331	0,768	То же
Якорь с усеченным конусом	1	20,5	0,8	32	65	4,76	36,3	25	14,5	5,26	3,0	19	0,52	0,76	0,33	0,768	Рис. 7-14
Электромагнит с незамкнутой магнитной цепью	*	149	1,34	83,2	70	3,18	57,7	44,4	35,3	1,59	23,8	38	0,66	0,95	0,865	0,058	Рис. 7-37

* Абсолютное время включенного состояния 10 *мин*.

$$\frac{d_к}{D_к} \approx \frac{1}{2} \div \frac{1}{3} \quad и \quad \frac{l_к}{D_к} \approx 2 \div 3,$$

где $d_к$ и $D_к$ — внутренний и наружный диаметры катушки.

Рассмотренный приближенный способ изображения электромеханической характеристики относится к случаю втяжного электромагнита без магнитопровода, якорь которого имеет длину:

$$l_я \approx 1{,}4 l_к.$$

На рис. 7-44,*а* и 7-44,*б* показаны экспериментальные электромеханические характеристики для двух соленоидных электромагнитов. Сравнение их с приведенными там же идеализированными характеристиками показывает, что последние, отражая в общих чертах действительные кривые, имеют с ними значительные расхождения, причем отличия в характеристиках не носят закономерного характера. Таким образом, приведенный метод можно рассматривать лишь как сугубо ориентировочный, и при конструировании таких электромагнитов необходимо опираться на данные, полученные на аналогичных образцах или макетах Для окончательного выбора необходимых размеров при этом целесообразно использовать законы подобия электромагнитов, рассмотренные выше.

7-9. Выбор рационального типа электромагнита

Рассмотренные разновидности втяжных цилиндрических электромагнитов позволяют путем их сопоставления сделать определенные выводы о рациональной области

применения той или иной из них. В табл. 7-1 собраны необходимые экспериментальные данные по сопоставляемым между собой втяжным электромагнитам различных типов.

Помещенный в таблицу наряду с цилиндрическими втяжными электромагнитами клапанный электромагнит с плоским якорем и цилиндрическим магнитопроводом разобран подробно в восьмой главе. Поскольку такие электромагниты применяются в качестве силовых, оказалось целесообразным учесть и его при данном рассмотрении.

Из таблицы видно, что исследованные электромагниты имеют оптимальные значения начальных сил в пределах от 636 *кГ* при ходе 0,085 *см* до 1,6 *кГ* при ходе около 24 *см*. При этом магнитная эффективность у всех электромагнитов примерно одинакова и достаточно высока. Далее, если сравнить электромагниты № 2, 3, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 и 12, имеющие одинаковый нагрев при одинаковых габаритах, то оказывается, что при весьма различных начальных силах и ходах величина их полезной условной работы практически одинакова, т. е. они имеют одинаковый показатель добротности. Таким образом, в хорошо спроектированных электромагнитах магнитная эффективность и показатель добротности не зависят от силы тяги и хода, если их нагрев и полезная работа одинаковы. Это достигается путем соответствующего выбора типа электромагнита.

На рис. 7-45 приведены кривые зависимости показателя добротности в функции конструктивного показателя для оптимально спроектированных втяжных электромагнитов. Данные на рис. 7-45 абсолютные значения показателя добротности относятся только к электромагнитам продолжительного режима работы с работоспособностью, близкой к 11,5 *кГ·см*, и превышением температуры нагрева их обмотки 70° С. Однако их соотношения остаются в силе для различных разновидностей втяжных электромагнитов и в случае иных значений работоспособности, нагрева, режима работы и т. д. Как видно, каждому значению показателя добротности соответствует одна наиболее благоприятная разновидность втяжного электромагнита.

На основании рис. 7-45 можно составить таблицу, показывающую пределы рационального применения той или иной разновидности (табл. 7-2).

В некоторых случаях основой выбора типа электромагнита может явиться необходимость получения той или иной формы тяговой характеристики.

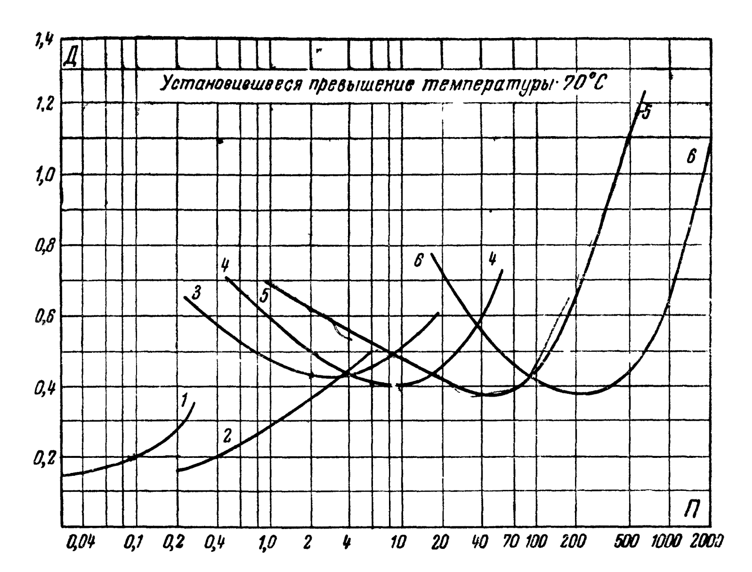


Рис. 7-45. Сравнительные данные для различных разновидностей втяжных электромагнитов.

1 — электромагнит с незамкнутой магнитной цепью; 2 — электромагнит с якорем с суживающимся концом (без неподвижного сердечника); 3 — электромагнит с якорем, имеющим конический конец с углом при вершине 60°; 4 — то же с углом 90°; 5 — электромагнит с якорем, имеющим плоский конец; 6 — клапанный цилиндрический электромагнит.

Можно различать четыре основных типа таких характеристик:

1. Характеристика со знакопеременной силой, которую можно получить при использовании втяжного электромаг-

Таблица 7-2

Пределы рационального применения втяжных электромагнитов различных типов

Рациональная разновидность втяжного электромагнита	Конструктивный показатель, П
С незамкнутой магнитной цепью	Ниже 0,2
С якорем с суживающимся концом (без неподвижного сердечника)	1,2—0,2
С якорем, имеющим конический конец с углом при вершине 60°	5—1,2
С якорем, имеющим конический конец с углом при вершине 90°	16,5—5
С якорем, имеющим плоский конец	От 93 до 16,5
Клапанный цилиндрический электромагнит	Выше 93

нита без магнитопровода, а также электромагнита с поперечно движущимся якорем (см. гл. 9).

2. Характеристика гиперболического вида, которую дают электромагниты с плоским концом якоря и клапанные электромагниты.

3. Характеристика со слабо возрастающей силой, характерная для электромагнитов с коническим или усеченно-коническим зазором.

4· Характеристика с почти неизменной силой на большей части хода — электромагнит с незамкнутой магнитной цепью.

Таким образом, кладя в основу выбора тот или иной критерий, можно выбрать наиболее благоприятную разновидность электромагнита для поставленных условий.

ЛИТЕРАТУРА

7-1. Бабиков М. А., Электрические аппараты, Госэнергоиздат, 1951.

7-2. Буйлов А. Я., Основы электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, 1946.

7-3. Яссе Э., Электромагниты, ОНТИ, 1934.

7-4. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949.

7-5. Сотсков Б. С., Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, Госэнергоиздат, 1950.

7-6. Лысов Н. Е., Расчет электромагнитных механизмов, Оборонгиз, 1949.

7-7. Гордон А. В., Расчет броневых электромагнитов минимального веса, диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

7-8. Каплан В. В., Метод расчета потоков рассеяния и тяговых характеристик втяжных электромагнитов с плоской формой рабочего якоря, Диссертация, Ленинградский политехнический институт, 1949.

7-9. Underhill C. R., Solenoids, electromagnets and electromagnetic windings, 1910.

7-10. Underhill C. R., Magnets, 1924.

7-11. Пеккер И. И., Расчет броневых электромагнитов. Известия высших учебных заведений, Электромеханика, 1958, № 1.

7-12. Сливинская А. Г., Исследование магнитных проводимостей воздушных зазоров, имеющих осевую симметрию, Диссертация, Московский энергетический институт, 1948.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ С ВНЕШНИМ ПРИТЯГИВАЮЩИМСЯ ЯКОРЕМ

8-1. Общие замечания

Рассмотренные в предыдущей главе электромагниты с втягивающимся якорем находят широкое применение для перемещения различных органов, имеющих достаточно большой ход и требующих существенных усилий. Большое распространение получили также электромагниты с внешним притягивающимся якорем. Они используются главным образом в маломощных устройствах, особенно в тех случаях, когда важно получить максимальную чувствительность.

В некоторых случаях из производственных или конструктивных соображений эти электромагниты применяются и для создания достаточно больших сил при существенных перемещениях. Однако в этом случае электромагнит получается относительно большего веса по сравнению с конструкцией с втягивающимся якорем. Исключение составляет одна разновидность электромагнитов с притягивающимся якорем — дисковые электромагниты. Они эффективно используются для создания весьма больших усилий и широко применяются в различных муфтах сцепления, подъемных устройствах и т. п.

Характерной особенностью электромагнитов с внешним притягивающимся якорем является наружное расположение якоря по отношению к катушке. Под действием пронизывающего его магнитного потока якорь или перемещается поступательно на сравнительно малую величину, или поворачивается в пределах небольшого угла. В обоих случаях перемещение происходит в направлении выходящего из якоря или входящего в него магнитного потока. Электромагниты с внешним притягивающимся якорем ча-

сто называют клапанными электромагнитами. Не говоря о большом разнообразии подобных электромагнитов в смысле их конструктивного оформления, существенно отметить, что применяется ряд разновидностей в зависимости от типа магнитопровода и расположения якоря относительно катушки. Выбор той или иной конструкции связан со стремлением получить наиболее благоприятные характеристики для данного назначения электромагнита

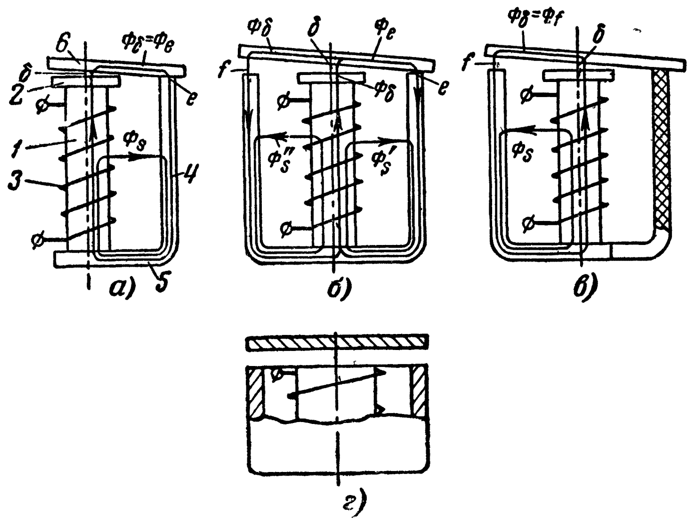


Рис. 8-1. Электромагниты с одним сердечником и с якорем, расположенным с торца катушки.

а — электромагнит с U-образным магнитопроводом, *б* — электромагнит с Ш-образным магнитопроводом, *в* — электромагнит с неполным Ш образным магнитопроводом, *г* — электромагнит с цилиндрическим магнитопроводом

Различают следующие основные виды клапанных электромагнитов:

а) электромагниты с одним сердечником, одной катушкой и якорем, расположенным со стороны торца катушки;

б) электромагниты с одним сердечником, одной катушкой и якорем, расположенным сбоку вдоль образующей катушки;

в) электромагниты с двумя сердечниками, двумя катушками и якорем, расположенным со стороны торца катушки.

Электромагниты с одной катушкой могут иметь U-образный (рис. 8-1,*а*), Ш-образный (рис. 8-1,*б*), неполный

Ш-образный (рис. 8-1,*в*) и цилиндрический (рис. 8-1,*г*) магнитопроводы.

У электромагнитов с двумя катушками последние могут соединяться таким образом, что магнитный поток будет проходить последовательно по двум рабочим зазорам (рис. 8-2,*а*) или параллельными путями (рис. 8-2,*б*), замыкаясь через корпус, который в этом случае должен быть выполнен из ферромагнитного материала [1].

Основными частями, характерными для конструкции клапанного электромагнита (рис. 8-1,*а*), являются: сердечник *1* со шляпкой *2* и расположенной на нем катушкой *3*,

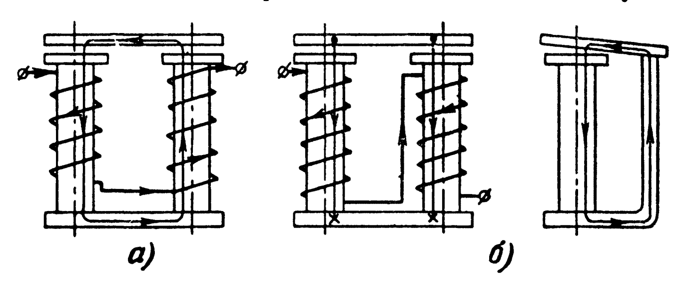


Рис. 8-2. Электромагниты с двумя сердечниками.
а — электромагнит с последовательным соединением рабочих воздушных зазоров; *б* — электромагнит с параллельным соединением рабочих воздушных зазоров.

корпус *4*, основание *5* и якорь *6*. Характеристики электромагнита, которые, как отмечалось, зависят от типа примененного магнитопровода, в значительной степени также определяются и соотношением размеров частей электромагнита. В первую очередь это относится к соотношению сечений шляпки сердечника и самого сердечника. Варьируя это соотношение, можно видоизменять электромеханическую характеристику электромагнита аналогично тому, как это делается в электромагнитах с втяжным якорем путем изменения формы рабочего зазора. Соответствующий выбор относительных размеров шляпки особенно важен с точки зрения повышения добротности и экономичности конструкции. Как следует из выражений, определяющих показатель добротности и показатель экономичности (см. § 1-7), задача их улучшения требует различного подхода к выбору основных параметров и основных

[1] Здесь речь идет не о двухобмоточных электромагнитах, а об электромагните с одной обмоткой, территориально размещенной на двух катушках.

размеров электромагнита. Наиболее добротная конструкция должна иметь наименьший вес. Последнее может быть достигнуто только при максимальной тепловой нагрузке и, следовательно, при максимальной потребляемой мощности. Наоборот, требование повышения экономичности (повышение чувствительности) означает стремление максимального снижения потребляемой мощности, что, в свою очередь, диктует необходимость увеличения размеров обмотки, а следовательно, и веса электромагнита.

Однако с точки зрения улучшения обоих показателей важно, чтобы при данных размерах электромагнита его отдача была наибольшей, т. е. чтобы условная полезная работа была максимальна. При фиксированном магнитном зазоре, определяющемся требуемым ходом якоря, смещение рабочей точки в область максимума условной полезной работы достигается соответствующим выбором относительного размера шляпки, т. е. созданием определенной магнитной проводимости рабочего зазора в начальном положении. Весьма важен также правильный выбор размеров сечения сердечника. Завышенные размеры приводят к излишнему увеличению длины среднего витка обмотки и, следовательно, к увеличению его веса. Малое сечение сердечника может вызвать чрезмерную затрату н. с. на проведение магнитного потока по сердечнику и, в конечном счете, опять потребует увеличения размеров обмотки. Те же соображения относятся в известной степени к корпусу и якорю электромагнита, хотя влияние завышенных размеров последних на общий вес конструкции менее ощутимо. Это позволяет во многих случаях проявлять особую заботу лишь об оптимальных размерах ядра электромагнита [Л. 8-1].

Опыт показывает, что выбор оптимальных величин основных параметров и основных соотношений размеров для клапанных электромагнитов может производиться так же, как и для электромагнитов с втягивающимся якорем в зависимости от величины конструктивного показателя

$$П = \frac{\sqrt{(F_э)_н}}{\delta_н}.$$

8-2. Электромагнит с U-образным магнитопроводом

Электромагниты с U-образным магнитопроводом (рис. 8-1,*а*) находят наиболее широкое применение в различных реле связи, автоматики и сигнализации благодаря

исключительной простоте и технологичности их конструкции и благоприятным характеристикам. Электромагниты этого типа при соответствующих размерах шляпки сердечника могут применяться для достаточно широкого диапазона значений электромагнитной силы и хода якоря, сохраняя при этом высокую добротность или экономичность. При соответствующей подвеске якоря благодаря отсутствию скользящих частей они имеют минимальные потери на трение, что также повышает их чувствительность. На рис. 8-3,*а* показана типичная для этой разновидности электромагнитов электромеханическая характеристика $F_э = f(\delta)$. Там же приведена кривая, характеризующая величину полезной условной работы данного электромагнита $(W_п)_у = \varphi(\delta)$. Нагрузочные характеристики для нескольких магнитных зазоров показаны на рис. 8-3,*б*. Эти кривые относятся к электромагниту, эскиз магнитной системы которого показан на рис. 8-3,*в*. Электромеханическая характеристика и кривая условной работы соответствуют н. с. обмотки $\Theta = 230$ *а* и потребляемой мощности 0,2 *вт*.

Электромеханическая характеристика имеет гиперболический характер. Отклонение от закона степенной функции типа $y = \frac{a}{x^2}$, показанной на графике пунктирной линией, объясняется влиянием паразитных зазоров и насыщением материала магнитопровода.

Кривая условной полезной работы показывает зависимость последней от начального положения якоря. Как отмечалось выше, при определенном начальном положении, в данном случае при $\delta = 0{,}81$ *мм*, условная полезная работа достигает максимального значения.

Нагрузочные характеристики для начального и близких к нему положений якоря имеют параболический характер с отклонением от параболы в области больших значений н. с. (выше 200 *а*) за счет насыщения. Нагрузочные характеристики (снятые при снижении н. с.) для малых зазоров, характеризующие процесс отключения электромагнита, сильно отличаются от закона параболы как за счет насыщения, так и за счет гистерезиса в магнитопроводе. Последний приводит к наличию остаточной электромагнитной силы при полном отсутствии тока в обмотке. Если в силовых электромагнитах влияние остаточной электромагнитной силы, как правило, несущественно,

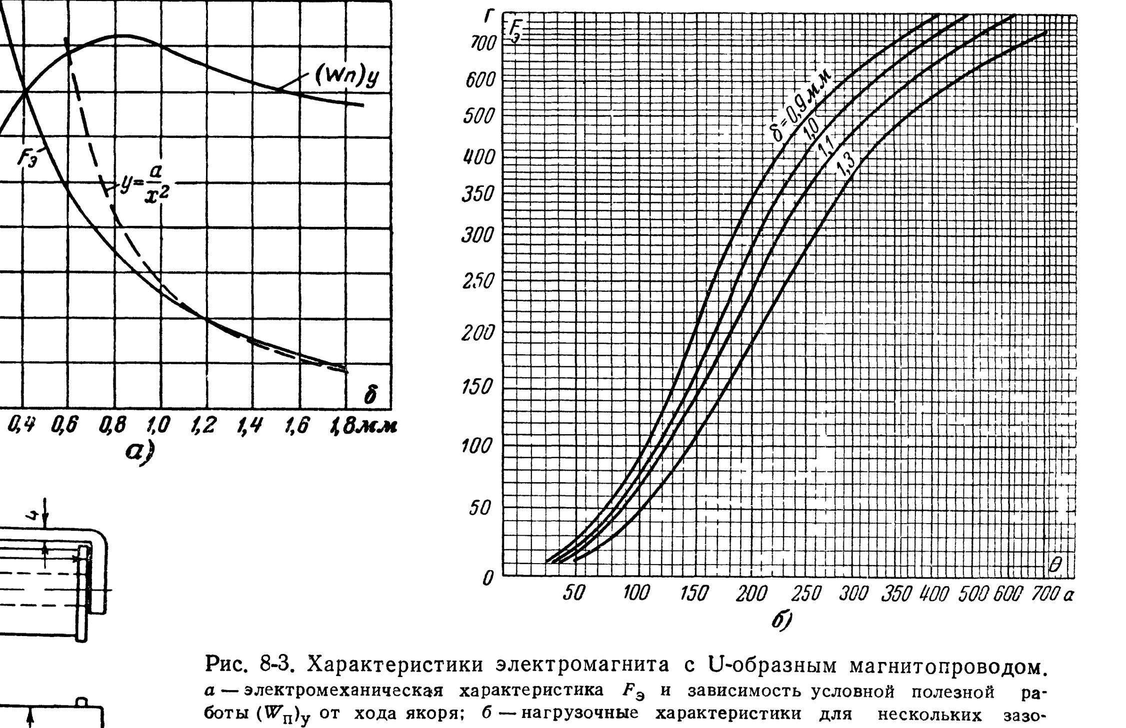


Рис. 8-3. Характеристики электромагнита с U-образным магнитопроводом.
а — электромеханическая характеристика $F_э$ и зависимость условной полезной работы $(W_П)_у$ от хода якоря; *б* — нагрузочные характеристики для нескольких зазоров; *в* — эскиз магнитной системы электромагнита.

то в маломощных электромагнитах клапанного типа ее необходимо учитывать. На величину этой силы резко влияет размер остаточного магнитного зазора, который обычно искусственно вводится в таких электромагнитах, чтобы исключить залипание якоря от остаточного потока. В ряде случаев приходится также применять для магнитопровода материал с пониженной величиной коэрцитивной силы.

Величина электромагнитной силы с учетом падения магнитного потенциала в магнитопроводе и влияния паразитного зазора у основания сердечника для электромагнита рассматриваемого типа выражается уравнением (4-10); если при расчетах желательно оперировать с величиной вращающего момента, то нужно использовать уравнение (4-10а).

В таких электромагнитах воздушный зазор между сердечником и основанием обычно ничтожно мал. Благодаря этому проводимость пути перехода магнитного потока от сердечника к основанию G_0 очень велика, а магнитное сопротивление R_0 — мало. При этом условии на основании уравнения (2-59) или упрощенного уравнения (2-33) можно считать, что

$$l_{с.р} \approx l_с = \text{const}, \text{ а } \frac{dl_{с.р}}{d\delta} = 0.$$

Тогда уравнения (4-10) и (4-10а) упрощаются и приобретают вид:

$$F_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \theta_н^2\, l_с^2 \frac{dG_н}{d\delta}; \qquad (8\text{-}1)$$

$$M_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \theta_н^2\, l_с^2 \frac{dG_н}{d\theta}. \qquad (8\text{-}1а)$$

В соответствии с условиями вывода уравнений (4-10) и (4-10а)

$$\theta_н l_с G_н \approx \Phi_\delta,$$

с учетом чего получаем:

$$F_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi_\delta^2}{G_н^2} \cdot \frac{dG_н}{d\delta}; \qquad (8\text{-}2)$$

$$M_э = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi_\delta^2}{G_н} \cdot \frac{dG_н}{d\varphi}. \qquad (8\text{-}2а)$$

Уравнения (8-1) и (8-2) дают величину силы, действующей на якорь вдоль оси сердечника, так как производная берется по рабочему зазору, измеряемому в этом месте.

Проводимость начального участка магнитной цепи $G_н$ в полученных уравнениях представляет собой суммарную проводимость на участке от

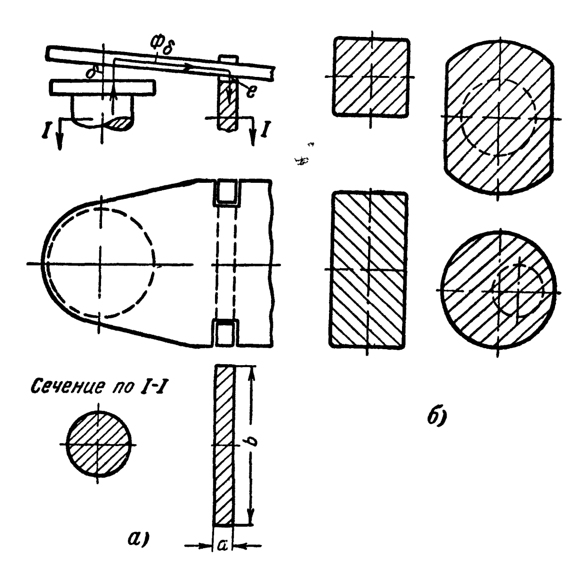


Рис. 8-4. Путь магнитного потока через рабочий и паразитный зазоры клапанного электромагнита.

а — типовое устройство крепления якоря, *б* — некоторые формы шляпок сердечника.

шляпки сердечника до верхней плоскости корпуса (рис. 8-4,*а*). Если пренебречь влиянием на нее падения магнитного потенциала в якоре, которое обычно мало и может быть учтено отдельно, то эта проводимость будет определяться последовательно соединенными рабочим δ и паразитным e зазорами[1].

[1] Строго говоря, зазор e также изменяется при вращении якоря и, следовательно, при этом возникает составляющая электромагнитного момента. Однако она настолько мала, что с ней не приходится считаться, и этот зазор практически проявляет себя лишь как паразитный.

Таким образом:

$$G_н = G_\delta \frac{G_e}{G_\delta + G_e} = G_\delta \cdot k_e. \quad (8\text{-}3)$$

Множитель $k_e = \frac{G_e}{G_\delta + G_e}$ отражает влияние паразитного зазора на величину проводимости начального участка магнитной системы клапанного типа и показывает, насколько суммарная проводимость ниже проводимости рабочего зазора.

Производная проводимости, входящая в формулы электромагнитной силы и электромагнитного момента,

$$\frac{dG_н}{d\delta} = \frac{dG_\delta}{d\delta}\left(\frac{G_e}{G_\delta + G_e}\right)^2; \quad (8\text{-}4)$$

$$\frac{dG_н}{d\varphi} = \frac{dG_\delta}{d\varphi}\left(\frac{G_e}{G_\delta + G_e}\right)^2. \quad (8\text{-}4а)$$

Как видно, наличие паразитного зазора снижает величину производной, а следовательно, и величину развиваемой электромагнитной силы. Это снижение становится существенным при малых зазорах, когда G_δ соизмеримо с G_e.

Формы сечения шляпки сердечника или непосредственно самого сердечника, применяемые в конструкциях клапанных электромагнитов, показаны на рис. 8-4,*б*. Они определяют форму рабочего зазора. Проводимость его может быть определена на основании соответствующих формул гл. 3. Для наиболее часто применяющегося зазора, образуемого торцом цилиндрической шляпки и наклонной плоскостью (рис. 8-4,*а*), проводимость определяется уравнением (3-43), а производная проводимости уравнением (4-21). Они учитывают как влияние непараллельности плоскости якоря и торца шляпки сердечника, так и выпучивание линий магнитной индукции в зазоре. Более сложные формулы [Л. 8-2 и 8-3], учитывающие также дополнительную проводимость между якорем и боковой поверхностью шляпки сердечника, дают уточнение на 3—7%. Поэтому их использование может иметь смысл лишь в случае наиболее ответственных расчетов при достаточно больших зазорах δ.

Применяющиеся способы крепления якоря клапанных электромагнитов и образующиеся при этом паразитные

зазоры показаны на рис. 8-4,*а* и 8-5. Наиболее простым и дающим в большинстве случаев удовлетворительное конструктивное решение является крепление, показанное на рис. 8-4,*а* или вариант *в* на рис. 8-5. Вариант *а* из показанных на рис. 8-5 применяется в некоторых чувствительных электромагнитах, требующих повышенной стабильности. Подвеска на пружине полностью исключает трение,

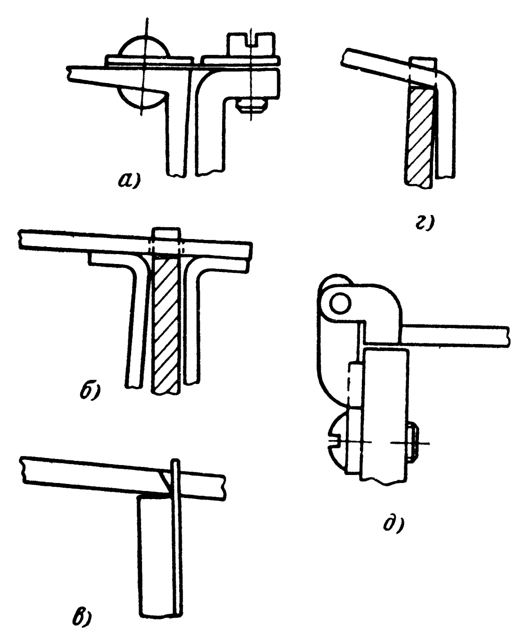


Рис. 8-5. Способы крепления якоря.

а боковая полка создает дополнительную проводимость и некоторую дополнительную составляющую вращающего момента. Для увеличения проводимости паразитного зазора применены вспомогательные угольники и в варианте *б*. Форма якоря в варианте *г*, часто применяемая в электромагнитах реле и контакторов, может быть оправдана лишь конструктивными соображениями, например, для передачи усилия контактам, так как магнитная проводимость между корпусом и этой частью якоря уменьшается при уменьшении рабочего зазора. Вследствие этого возникает отрицательная составляющая вращающего момента. Правда, последняя обычно относительно невелика. Крепление якоря на оси (вариант *д*) является наиболее

сложным и несовершенным и в последнее время применяется редко.

Как видно, в большинстве случаев переход магнитного потока из якоря в корпус происходит по ряду параллельных путей. Таким образом, проводимость паразитного зазора в свою очередь складывается из ряда частичных проводимостей. Последние могут быть вычислены по соответствующим формулам гл. 3. В ряде случаев приходится прибегать к методу вычисления проводимости по вероятным путям потока. Когда якорь опирается на корпус (как на рис. 8-4,*а* и на рис. 8-5,*б*, *в*, *г*), основную составляющую, как показывают расчеты [Л. 8-4], дает обычно проводимость между якорем и торцовой поверхностью корпуса. Здесь зазор образуется двумя плоскостями, расположенными под углом друг к другу: «безграничной» плоскостью якоря и прямоугольным торцом корпуса (рис. 8-6,*а*). В общем случае проводимость такого зазора определяется на основании выражения (3-52). Осложнение заключается в том, что ввиду соприкосновения якоря и корпуса по линии проводимость теоретически обращается в бесконечность. Практически этого не бывает ввиду наличия в месте соприкосновения некоторого немагнитного промежутка как за счет антикоррозионных немагнитных покрытий, так и за счет неплотности прилегания. Эффективная величина этого промежутка обычно принимается равной Δ=0,08—0,13 *мм*. Кроме того, проводимость этой части зазора ограничивается и за счет насыщения некоторой зоны вблизи грани корпуса (заштрихованный участок на рис. 8-6,*а*). Учет влияния насыщения может быть произведен следующим способом [Л. 8-5].

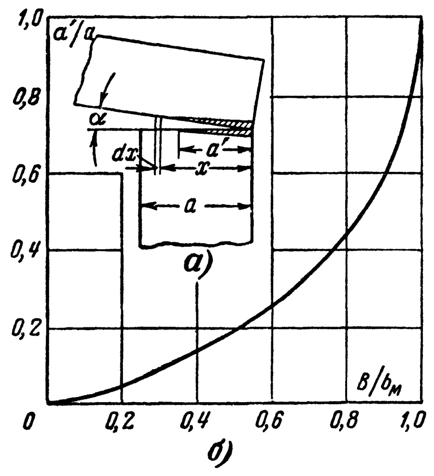


Рис. 8-6. К расчету проводимости паразитного зазора.

а — эскиз паразитного зазора; *б* — расчетный график.

Примем, что до некоторого значения индукции $B=b_{м}$ проницаемость материала корпуса и якоря равна беско-

нечности, а затем она остается постоянной и равной $b_м$. Таким образом, мы заменяем кривую намагничивания ломаной линией, первый участок которой идет вдоль оси ординат, а второй—параллельно оси абсцисс на расстоянии $b_м$.

Индукция в трубке, находящейся на расстоянии x от линии прилегания якоря к основанию, будет:

$$B_x = U_e \frac{\mu_0}{\alpha x}.$$

Здесь U_e — разность магнитных потенциалов между якорем и корпусом. Участок, на котором $B_x = b_м$, равен:

$$a' = \mu_0 \frac{U_e}{\alpha b_м},$$

и проводимость этого участка

$$G'_e = \mu_0 \frac{ba'}{a'\alpha} = \mu_0 \frac{b}{\alpha},$$

где b — ширина корпуса якоря.

Проводимость остальной части зазора

$$G''_e = \mu_0 \frac{b}{\alpha} \ln \frac{a}{a'}.$$

Тогда полная проводимость паразитного зазора

$$G_e = G'_e + G''_e = \mu_0 \frac{b}{\alpha}\left(1 + \ln \frac{a}{a'}\right).$$

Так как разность магнитных потенциалов $U_e = \frac{\Phi_e}{G_e}$, а $\Phi_e = B_e \cdot ba$, то получаем следующую зависимость:

$$\frac{B_e}{b_м} = \frac{a'}{a}\left(1 + \ln \frac{a}{a'}\right),$$

которая представлена в виде графика на рис. 8-6,*а*. Таким образом, зная магнитный поток, проходящий через паразитный зазор, можно определить величину a/a' и получить уточненное значение проводимости.

Способ соединения сердечника с основанием может также оказывать влияние на характеристики электромагнита. От него зависит величина магнитного

сопротивления в месте перехода магнитного потока из сердечника в остов Выше говорилось, что в электромагнитах клапанного типа с U-образным магнитопроводом сопротивление перехода мало и с ним можно не считаться. Однако это справедливо в том случае, когда правильно выбраны размеры в месте крепления сердечника и способ крепления. Некоторые применяющиеся способы соединения сердечника с основанием показаны на рис 8-7. Варианты *а* и *б* соединения являются разъемными, остальные—не-

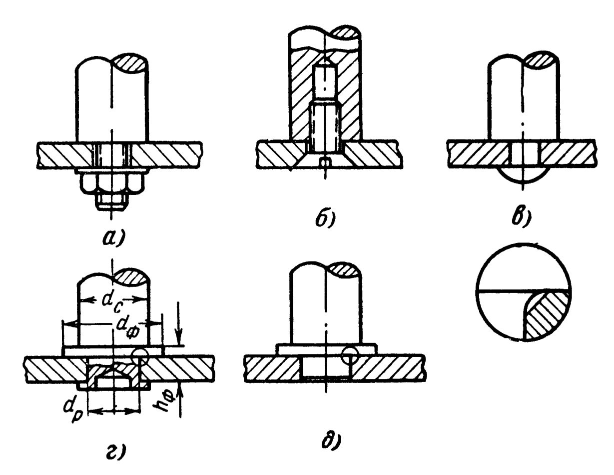


Рис. 8-7. Виды соединения сердечника с основанием электромагнита.

разъемными. На выбор способа соединения влияет принятая конструкция катушки и ее способ крепления на сердечнике. При наличии шляпки сердечника и применении бескаркасной катушки или катушки с самостоятельным каркасом выполнение сердечника с опорным фланцем невозможно. В то же время способ крепления *г* путем развальцовки сердечника с опорным фланцем является наиболее конструктивным и хорошим с точки зрения получения качественного перехода. В варианте *а* крепления размеры электромагнита увеличиваются за счет той части сердечника, на которой расположена гайка, а в варианте *б* за счет отверстия с резьбой под винт уменьшается полезное сечение сердечника.

Кроме того, в обоих вариантах снижена площадь перехода магнитного потока из сердечника в основание. Вследствие этого при таких способах крепления, как пра-

вило, имеет место ощутимое магнитное сопротивлние стыка R_0, что приводит к снижению расчетной длины сердечника и снижает полезную н. с. При варианте *в* трудно обеспечить хорошее прилегание по всей плоскости торца сердечника к основанию: при большом диаметре конца сердечника затруднена его расклепка, а при малом не обеспечивается необходимого прижатия. В результате также получается повышенное магнитное сопротивление стыка.

Применение сердечника с опорным фланцем и соединение его с основанием при помощи развальцовки (рис. 8-7,*г*) дает возможность получить минимальное переходное магнитное сопротивление. В этом случае, если сердечник не имеет шляпки, катушка может надеваться с торцовой стороны. Если сердечник имеет шляпку, намотка производится на составной каркас, образованный сердечником с соответствующей изоляцией и изоляционными щечками, после чего в готовом виде производится развальцовка сердечника на остов.

Для обеспечения хорошего натяжения диаметр конца сердечника под развальцовку должен быть равен:

$$d_{\text{р}} = (0{,}7 - 0{,}8)\,d_{\text{с}}.$$

Диаметр опорного фланца обычно выбирается равным:

$$d_{\text{ф}} = (1{,}4 - 1{,}5)\,d_{\text{с}}.$$

Считают, что магнитный поток в месте перехода распределяется равномерно по всей площади кажущегося соприкосновения. Тогда толщина фланца из условия равенства индукции в его наименьшем сечении и индукции в сердечнике должна быть:

$$h_{\text{ф}} = (0{,}1 - 0{,}12)\,d_{\text{с}}.$$

Ввиду того, что при переходе от хвостовой части сердечника к фланцу неизбежно закругление радиусом $r = 0{,}2-0{,}3$ *мм*, в основании должна быть предусмотрена соответствующая фаска, как это показано в увеличенном виде на рис. 8-7. Сопряжение хвостовой части сердечника с основанием производится по прессовой или плотной посадке.

Во избежание насыщения в основании его толщина должна быть:

$a_0 \geqslant \frac{d_{\text{с}}}{4}$, если нет опорного фланца, или

$$a_0 \geqslant \frac{d_с}{4} \cdot \frac{d_с}{d_ф}, \text{ если есть опорный фланец.}$$

Обычно это выполняется автоматически, так как по условиям достаточной жесткости конструкции и сохранения стабильности регулировки толщина остова не должна быть меньше $a_0 = 2$—4 *мм*.

При подсчете проводимости в месте стыка величина эквивалентного зазора должна была принята равной $\delta_0 \approx \approx 45 + 2\delta_{покр}$ микрон[1], где $\delta_{покр}$ — толщина антикоррозионного немагнитного покрытия. Таким образом,

$$\delta_0 \approx 0{,}06 - 0{,}07 \textit{ мм}.$$

Вариант *д* крепления предусматривает запрессовку сердечника в остов с последующей пайкой медью. Этот способ очень удобен, так как дает возможность последующей совместной обработки торца сердечника и корпуса под одну плоскость. Кроме того, одновременно с пайкой происходит отжиг, необходимый для улучшения магнитных свойств. Однако он применим, только когда катушка наматывается на самостоятельный каркас и затем закрепляется на сердечнике.

Удельная проводимость пути потока рассеяния g_s, входящая в уравнение (4-10) и (4-10а), а также необходимая для вычисления величин $\Theta_н$ и Φ_δ, может быть подсчитана по формуле (3) табл. 3-1. Однако при этом получается завышенный результат, так как формула выведена для случая бесконечной плоскости, а действительная ширина остова ограничена и обычно бывает в пределах $b = (2—5)\, d_с$. Если [Л. 8-4] в расчет принять только ту часть магнитного потока рассеяния между цилиндром и бесконечной плоскостью, которая ограничена (рис. 8-4,*а*) размером $2y = (b + 2a)$, то результат, получаемый по формуле (3) табл. 3-1, нужно умножить на коэффициент

$$c_g = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2y^* \sqrt{(n^*)^2 - 1}}{(n^*)^2 - (y^*)^2 - 1}, \tag{8-5}$$

---

[1] Эквивалентный воздушный зазор между очень хорошо обработанными поверхностями, соприкасающимися друг с другом без давления, может быть принят равным 35 *мк*, а при давлении порядка 200 *ат* равным нулю. Для сравнительно грубо обработанных (например, на токарном станке) поверхностей эквивалентный зазор получается порядка 45 *мк* и практически не зависит от силы сжатия.

где $y^* = \frac{b+2a}{d_c}$ и $n^* = \frac{2n}{d_c}$.

Однако величина проводимости при этом получается заниженной. Поэтому для подсчета проводимости лучше пользоваться следующей эмпирической формулой:

$$g_s = g_{s\infty} \frac{2c_g}{1+c_g},$$

где $g_{s\infty}$ — результат, даваемый формулой (3) табл. 3-1.

8-3. Выбор основных размеров магнитопровода и катушки

Выбор основных размеров магнитопровода и катушки обычно производится на основании имеющихся опытных или расчетных данных по аналогичным образцам с уточнением полученных данных путем последовательных приближений. При выборе размеров можно также исходить из следующих соображений.

Размеры шляпки сердечника выбираются исходя из заданной величины силы электромагнитного притяжения и целесообразного значения индукции в рабочем воздушном зазоре. Для наиболее распространенной в рассматриваемых электромагнитах формы рабочего зазора (рис. 8-4,*а*) проводимость можно выразить как:

$$G_\delta = 1{,}256 \cdot 1{,}2 \frac{S_\delta}{\delta} \approx 1{,}5 \frac{S_\delta}{\delta}, \tag{8-6}$$

где коэффициент 1,2 в среднем учитывает влияние неравномерности поля в зазоре и выпучивание линий индукции. Тогда, учитывая (8-3) и (8-4), из уравнения (8-2) получим:

$$F_э = 3{,}4 \cdot 10^{-8} B_\delta^2 \cdot S_{шл}. \tag{8-7}$$

Отсюда
$$S_{шл} = \frac{F_э}{3{,}4 \cdot 10^{-8} B_\delta^2}. \tag{8-8}$$

Выбор расчетного значения индукции в рабочем воздушном зазоре в свою очередь зависит от значений силы электромагнитного притяжения и воздушного зазора, а также от режима работы проектируемого электромагнита. Для электромагнитов больших размеров, т. е. предназначенных для создания большой полезной работы, рациональная величина индукции B_δ будет выше, чем для маленьких электромагнитов. То же относится к электромагнитам

кратковременного режима работы по сравнению с электромагнитами длительного режима работы и к электромагнитам, допускающим более высокий нагрев обмотки по сравнению с допускающими более низкий. На рис. 8-8 приведены значения индукции B_δ в функции величины конструктивного показателя $П$ для электромагнита средних размеров с U-образной магнитной системой (обмотка длительного режима работы, превышение температуры $\tau_у \approx 70^\circ$ С,

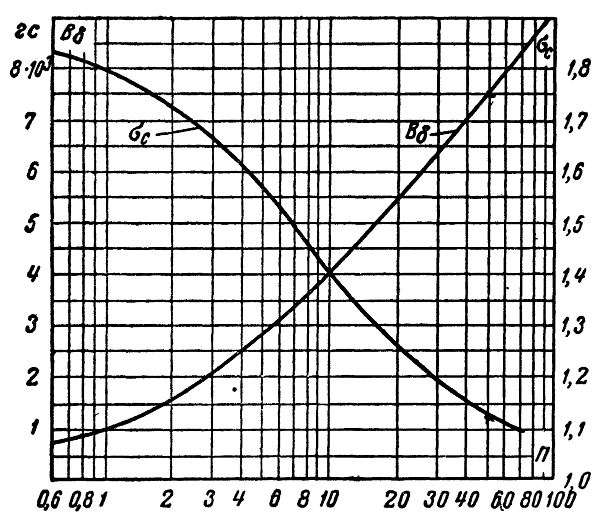


Рис. 8-8. Расчетные параметры для электромагнита с U-образной магнитной системой и оптимальной шляпкой сердечника.

$(W_п)_у \approx 0,6$ *кГ·см*). Эти данные относятся к электромагнитам, имеющим шляпку сердечника. В случае, когда шляпка сердечника отсутствует, во избежание насыщения сердечника вследствие увеличения коэффициента рассеяния индукцию в зазоре обычно выбирают ниже на 30—50%.

Высота шляпки сердечника $h_{шл}$ не должна выбираться ниже определенной величины, зависящей как от диаметра шляпки, так и от диаметра сердечника. Переход магнитного потока из собственно шляпки в часть, являющуюся продолжением сердечника, происходит через цилиндрическую поверхность $\pi d_с h_{шл}$. Через эту поверхность проходит магнитный поток, равный $\Phi_\delta \frac{d_{шл}^2 - d_с^2}{d_{шл}^2}$. Тогда, чтобы индук-

и я в этом месте не превосходила индукции в сердечнике, необходимо иметь:

$$h_{шл} \geqslant \frac{d_c}{4}\left[1-\left(\frac{d_c}{d_{шл}}\right)^2\right].$$

Соотношение размеров шляпки сердечника и самого сердечника, как говорилось, должно быть таким, чтобы рабочая точка электромагнита лежала в области максимума условной полезной работы. Как показывает анализ [Л. 8-4, 8-6], для этого должно существовать равенство между проводимостью рабочего воздушного зазора и суммарной дифференциальной проводимостью остальных участков магнитной цепи. Поэтому в конце расчета электромагнита рекомендуется проводить графоаналитическую проверку на соответствие этому условию и, если требуется, уточнять размеры и весь расчет

Необходимые соотношения можно получить также аналитическим путем.

Учитывая уравнение (8-2) для силы электромагнитного притяжения, условная полезная работа

$$(W_п)_у = F_э\delta_н = 5{,}1\cdot 10^{-8}\,\frac{\Phi_\delta^2}{G_н^2}\,\frac{dG_н}{d\delta}\cdot\delta_н.$$

Принимая во внимание (8-3) и (8-4), а также полагая

$$\frac{dG_\delta}{d\delta} \approx \frac{-G_\delta}{\delta}, \tag{8-9}$$

получим:

$$(W_п)_у = 5{,}1\cdot 10^{-8}\,\frac{\Phi_\delta^2}{G_\delta}. \tag{8-10а}$$

Магнитный поток для рассматриваемой конструкции магнитной цепи выражается через намагничивающую силу, размеры магнитной системы и параметры воздушных зазоров— уравнением (2-61).

После подстановки его значения выражение для условной полезной работы приобретает следующий вид:

$$(W_п)_у = 5{,}1\cdot 10^{-8}\,\frac{1}{G_\delta}\left[\theta\nu_\delta S_c\,\frac{(k_3+k_1)-\sqrt{(k_3+k_1)^2-4k_2k_3}}{2k_2}\right]^2. \tag{8-10б}$$

Здесь

$$\nu_\delta = \frac{l_c G_н}{S_c} \quad и \quad k_3 = \frac{b_м S_c}{\theta l_c G_н} = \frac{k_3'}{G_н}.$$

Остальные коэффициенты от $G_н$ не зависят.

Для определения оптимального размера шляпки сердечника необходимо взять производную от $(W_п)_у$ по $G_δ$ и приравнять ее нулю. Учитывая, что

$$\frac{dG_н}{dG_δ}=\left(\frac{G_e}{G_δ+G_e}\right)^2,$$

после дифференцирования и преобразования получаем:

$$(k_3-k_1)^2=4(k_1-k_2)k_3\frac{\left(\frac{G_δ}{G_e}\right)^2}{\left[1-\left(\frac{G_δ}{G_e}\right)^2\right]}. \qquad (8\text{-}11)$$

Полученное уравнение четвертой степени относительно $G_δ$ может быть решено следующим искусственным способом.

Так как $\left(\frac{G_δ}{G_e}\right)^2(k_1-k_2)\ll 1$, то первое приближение будет: $(k_3-k_1)=0$. Отсюда

$$(G_н)'=\frac{k_3'}{k_1}. \qquad (8\text{-}11а)$$

Используя (8-11а) и полагая в правой части уравнения (8-11)

$$\left(\frac{G_δ}{G_e}\right)^2\frac{1}{\left[1-\left(\frac{G_δ}{G_e}\right)^2\right]}\approx\left(\frac{G_н}{G_e}\right)^2,$$

получаем

$$(k_3-k_1)^2=\frac{4(k_1-k_2)}{k_1}\left(\frac{k_3'}{G_e}\right)^2.$$

Отсюда уточненное значение:

$$G_н=\frac{k_3'}{k_1}\frac{1}{1+2\frac{k_3'}{k_1}\cdot\frac{1}{G_e}\sqrt{\frac{k_1-k_2}{k_1}}} \qquad (8\text{-}11б)$$

и

$$G_δ=\frac{k_3'}{k_1}\cdot\frac{1}{1+\frac{k_3'}{k_1G_e}\left[2\sqrt{\frac{k_1-k_2}{k_1}}-1\right]}. \qquad (8\text{-}11в)$$

Уравнение (8-11в) дает возможность вычислить оптимальное значение проводимости рабочего зазора клапанного электромагнита с U-образным магнитопроводом с учетом основных размеров и параметров магнитной цепи и обмотки электромагнита. Величина этой проводимости в основном определяется размерами сердечника магнитопровода и значением действующей удельной н с. обмотки. При найденном значении проводимости условная полезная работа электромагнита будет максимальной.

Используя выражение (8-6), из уравнения (8-11в) находим:

$$S_\delta = S_c \frac{b_м \cdot \delta_н}{1{,}5\theta l_c\left(1 + 2\frac{b_м}{a_м\theta}\right)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{k'_3}{k_1 G_e}\left[2\sqrt{1 - \frac{k_2}{k_1}} - 1\right]}. \quad (8\text{-}12)$$

Принимая во внимание, что зависимость условной полезной работы от соотношения размеров сечения шляпки сердечника и самого сердечника в районе максимума имеет достаточно пологий характер, при предварительных расчетах можно использовать более простое выражение:

$$S_\delta = S_c \frac{b_м \cdot \delta}{1{,}5\theta l_c\left(1 + 2\frac{b_м}{a_м\theta}\right)}. \quad (8\text{-}12а)$$

При окончательной корректировке расчета соотношение размеров может быть уточнено. В практически выполненных конструкциях электромагнитов соотношение поверхности шляпки и сечения сердечника бывает в пределах от 2 до 8.

С е ч е н и е с е р д е ч н и к а должно соответствовать выбранному сечению шляпки, т е. оно должно быть найдено из уравнения (8-12). Это может быть сделано путем последовательных приближений, используя уравнение (8-12а). Однако для применения этих уравнений должна быть известна н. с обмотки. В начале расчета она неизвестна. Поэтому поступают двояко. Или определяют сечение сердечника на основании примерного значения н. с, или выбирают его так же, как и сечение шляпки, задаваясь рациональным значением индукции. В обоих случаях в конце расчета необходимо произвести проверку правильности исходных величин и, если требуется, уточнить расчет.

О п р е д е л е н и е с е ч е н и я с е р д е ч н и к а п о п р и-

мерному значению н. с. может быть сделано на основании следующих соображений.

Находят $\Phi_\delta = B_\delta S_\delta$, G_δ и, выбирая по Φ_δ размеры якоря, определяют G_e. Тогда становится известным $G_н = G_\delta k_e$. С другой стороны, на основании (2-61) магнитный поток

$$\Phi_\delta = \theta l_с G_н \frac{(k_3 + k_1) - \sqrt{(k_3 + k_1)^2 - 4k_2 k_3}}{2k_2}.$$

Используя условие (8-11а) как первое приближение, формула для магнитного потока принимает вид:

$$\Phi_\delta = \theta l_с G_н \frac{1 - \sqrt{1 - k_2/k_1}}{k_2/k_1}. \qquad (8\text{-}13)$$

Взяв предварительно $k_2 \approx 0{,}90 - 0{,}95$ и $l_с \approx (2-3) d_{шл}$, находят $(\theta l_с)$, после чего можно определить $d_с$ из уравнения (8-12) или (8-12а).

На основании выбранного значения индукции в сердечнике $B_с$ его сечение будет определяться как

$$S_с = \frac{\Phi_\delta \sigma_с}{B_с},$$

где $\sigma_с$ — коэффициент рассеяния, который при предварительных расчетах может быть взят из соответствующей кривой рис. 8-8.

Значение индукции обычно бывает в пределах $B \approx (1{,}4 - 1{,}7) 10^4$ *гс*. Меньшие значения относятся к электромагнитам с низкокачественным материалом магнитопровода, а бóльшие—к большим электромагнитам, предназначенным для повторно-кратковременной работы. Для электромагнитов, предназначенных для $(W_п)_у \approx 0{,}6$ *кГ·см* с магнитопроводом из мягкой стали, оптимальное значение индукции бывает порядка 15 000 *гс*.

Для примерного выбора сечения сердечника может быть также использована зависимость [Л. 8-7] сечения от условной полезной работы, построенная на основании опытных данных по различным электромагнитам, применяемым в электромагнитных реле. Эта зависимость показана на рис. 8-9.

Если сердечник по тем или иным соображениям выполняется без шляпки, в основу выбора его сечения часто берут условие получения минимальной мощности срабатывания при заданном внешнем диаметре обмотки.

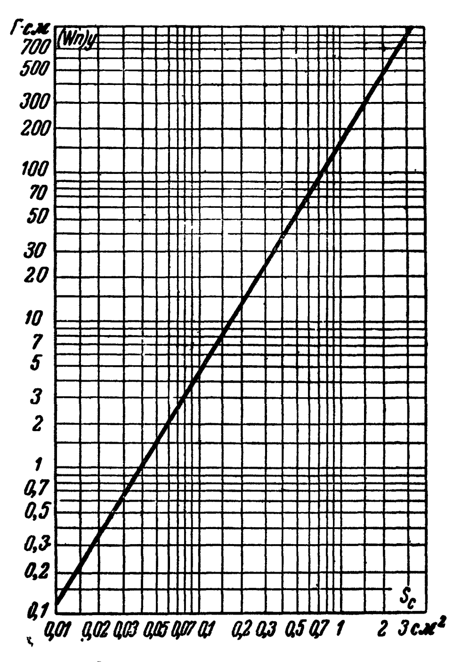


Рис. 8-9. Связь между условной полезной работой и сечением сердечника для электромагнитов, применяемых в реле.

Мощность потребляемая обмоткой электромагнита, связана с размерами и н. с. обмотки уравнением (5-20). Если принять, что н. с. обмотки расходуется только на проведение магнитного потока через рабочий воздушный зазор, учитывая уравнения (8-1), (8-6) и (8-9), мощность можно выразить как

$$P=\frac{10^8}{7{,}65}F_э\delta^2\frac{\rho(D_о)_{ср}}{f_о Q_о S_с}. \qquad (8\text{-}14)$$

Таким образом, при постоянных значениях электромагнитной силы и рабочего зазора мощность, потребляемая обмоткой электромагнита, обратно пропорциональна сечению сердечника $S_с$ и полному поперечному сечению всех проводников обмотки $f_о Q_о$ и прямо пропорциональна длине среднего витка и удельному сопротивлению обмоточного провода. Заменяя толщину обмотки через ее внешний и внутренний диаметры (не учитывая внутренней изоляции), находим:

$$P=A\frac{D_о+d_с}{(D_о-d_с)\,d_с}. \qquad (8\text{-}14а)$$

Здесь $A=\frac{10^8}{7,65}F_э\delta^2\frac{\rho}{f_о l_о}$ величина, не зависящая от внешнего диаметра обмотки. При $d_с\to 0$ и $d_с\to D_о$ мощность возрастает и стремится к бесконечности. Дифференцируя по $d_с$ и приравнивая производную нулю, находим, что минимальное значение потребляемой обмоткой мощности $P_о$ будет при

$$d=0{,}62D_о,$$

т е. когда толщина обмотки составляет

$$h_о = 0,306 d_с.$$

График изменения мощности, потребляемой обмоткой, в относительных единицах показан на рис. 8-10,*а*. Как видно, эта кривая в районе минимума достаточно пологая При изменении диаметра сердечника на ±20% от оптимального значения мощность увеличивается всего на 8—11%. Таким образом, диаметр сердечника в некоторых пределах может быть изменен исходя из конструктивных или иных соображений. Кроме того, учитывая влияние паразитного зазора, а также внутреннюю изоляцию обмотки, действительное оптимальное значение диаметра будет несколько меньше найденного выше значения.

Размеры катушки, ее длина и внешний диаметр определяются необходимой н. с., режимом работы и допустимым превышением температуры обмоточного провода над температурой окружающей среды.

Из уравнения (8-14а) следует, что с увеличением толщины намотки, т. е. внешнего диаметра катушки, мощность, потребляемая обмоткой, не уменьшается безгранично, а стремится к некоторой конечной величине. На рис. 8-10,*б* в относительных единицах показано изменение мощности в зависимости от внешнего диаметра обмотки. Как видно, при увеличении $D_о/d_с$ с 2,5 до 3,0, т. е при возрастании объема обмотки почти на 50%, мощность уменьшается всего на 14%. Поэтому, даже когда сердечник имеет шляпку, внешний диаметр обмотки нерационально выбирать больше

$$D_о = (2,5 - 3)\, d_с.$$

Более эффективное снижение мощности и нагрева достигается увеличением длины обмотки $l_о$. Из уравнения (8-14) видно, что мощность, потребляемая обмоткой, обратно пропорциональна длине катушки. Так как охлаждающая поверхность растет пропорционально длине, то нагрев обмотки при увеличении длины катушки в n раз снижается в n^2 раз Однако увеличение длины катушки вызывает удлинение сердечника, а следовательно, и увеличение необходимой н. с., усугубляемое ростом коэффициента рассеяния. Учитывая изложенные соображения, оказывается, что наиболее целесообразная длина обмотки лежит обычно в пределах:

$$l_о = (4 - 7)\, d_с$$

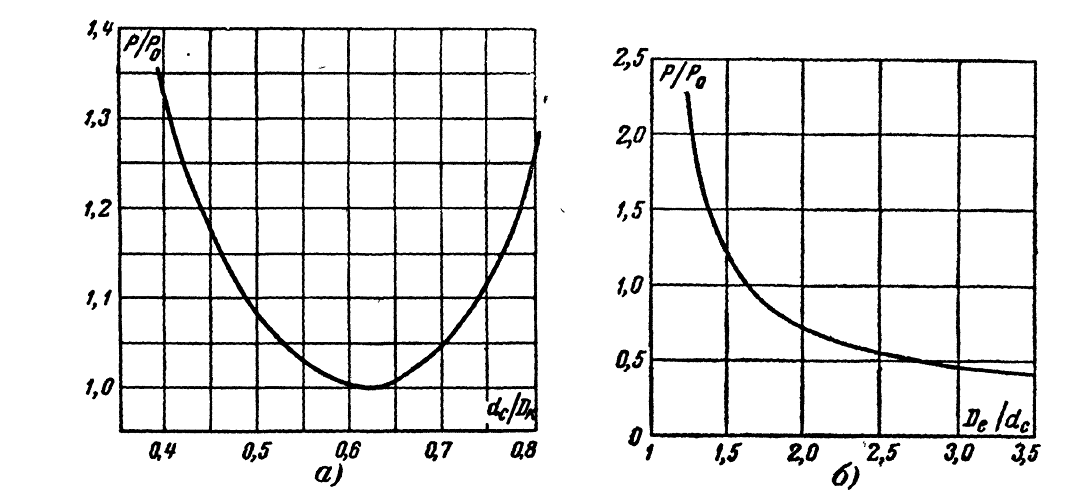


Рис. 8-10. Графики потребляемой обмоткой электромагнита мощности.

а — в зависимости от отношения диаметра сердечника к внешнему неизменному диаметру катушки; *б* — в зависимости от отношения внешнего диаметра катушки к неизменному диаметру сердечника.

или

$$l_о = (1{,}5 - 2{,}5)\,D_о.$$

Длина сердечника с учетом размеров каркаса катушки, шляпки и т. д. будет несколько больше длины катушки.

Размеры корпуса и якоря электромагнита выбираются исходя из того, чтобы индукция в них не превосходила индукцию в сердечнике. Поэтому поперечное сечение корпуса обычно берется не менее поперечного сечения сердечника. Обычно ширина корпуса берется равной внешнему диаметру обмотки:

$$b_к = D_о.$$

Тогда, считая $D_о = 3d_с$, получаем, что толщина корпуса должна быть:

$$a_к \geqslant \frac{\pi}{12} d_с \approx \frac{d_с}{4}.$$

Иногда толщину корпуса приходится увеличивать из конструктивных соображений или по условиям жесткости конструкции так, что $S_к = (1{,}5 - 2)\,S_с$. Сечение якоря может быть взято меньше сечения сердечника, так как индукция в начале последнего получается значительно ниже, чем в основании, за счет рассеяния магнитного потока. Поэтому

$$S_я = (0{,}5 - 0{,}8)\,S_с$$

или, считая ширину якоря $b_я = d_{шл}$ и диаметр шляпки $d_{шл} = 2d_с$,

$$b_я \geqslant \frac{d_с}{5}.$$

8-4. Разновидности клапанных электромагнитов с одним сердечником

Кроме рассмотренной конструкции клапанного электромагнита с U-образным магнитопроводом, в ряде случаев применяются другие разновидности электромагнитов клапанного типа, имеющих один сердечник.

Клапанный электромагнит с Ш-образным магнитопроводом отличается от электромагнита с U-образным тем, что у него магнитный поток Φ_δ, пройдя главный рабочий зазор δ, разветвляется на две

части: Φ_e, идущую через паразитный зазор, и Φ_f, проходящую через дополнительный рабочий зазор f (рис. 8-1,*б*). Поток Φ_f создает дополнительную силу, действующую на якорь, благодаря чему электромеханическая характеристика такого электромагнита отличается от характеристики электромагнита с U-образным магнитопроводом.

Для проводимости начального участка магнитной цепи в данном случае можно написать следующее выражение:

$$G_{\text{н}} = G_\delta \frac{G_e + G_f}{G_e + G_f + G_\delta}. \quad (8\text{-}15)$$

Так же, как и в рассмотренном ранее случае (уравнение 8-3), второй множитель отражает влияние паразитного и дополнительного рабочего зазора на величину проводимости начального участка и показывает, насколько суммарная проводимость ниже проводимости основного рабочего зазора.

Производная проводимости, входящая в формулу силы электромагнитного притяжения, в данном случае будет:

$$\frac{dG_{\text{н}}}{d\delta} = \frac{dG_\delta}{d\delta}\left(\frac{G_e + G_f}{G_e + G_f + G_\delta}\right)^2 + \frac{dG_f}{d\delta}\left(\frac{G_\delta}{G_e + G_f + G_\delta}\right)^2. \quad (8\text{-}16)$$

Производная по углу для вычисления вращающего момента

$$\frac{dG_{\text{н}}}{d\varphi} = \frac{dG_\delta}{d\varphi}\left(\frac{G_e + G_f}{G_e + G_f + G_\delta}\right)^2 + \frac{dG_f}{d\delta}\left(\frac{G_\delta}{G_e + G_f + G_\delta}\right)^2. \quad (8\text{-}16а)$$

При $G_f = 0$, т. е. когда дополнительный рабочий зазор отсутствует, уравнения (8-15), (8-16) и (8-16а) превращаются в (8-3), (8-4) и (8-4а) соответственно, так как U-образный магнитопровод может рассматриваться как частный случай Ш-образного.

Магнитные потоки между паразитным и дополнительным рабочим зазорами будут распределяться примерно следующим образом:

$$\Phi_f = \Phi_\delta \frac{G_f}{G_e + G_f}; \quad (8\text{-}17)$$

$$\Phi_e = \Phi_\delta \frac{G_e}{G_e + G_f}. \quad (8\text{-}17а)$$

Сравнение уравнений (8-3) и (8-15), а также (8-4) и (8-16) показывает, что наличие дополнительного рабочего зазора увеличивает проводимость и производную проводимости начального участка магнитной цепи, благодаря чему и происходит увеличение силы, действующей на якорь При больших значениях зазора δ это увеличение весьма мало При этом, как видно из уравнений (8-17) и (8-17а), преобладающая часть магнитного потока проходит через паразитный зазор e, шунтирующий дополнительный рабочий зазор. По мере уменьшения δ происходит перераспределение магнитного потока, благодаря чему влияние дополнительного рабочего зазора f возрастает

В конце хода якоря, когда он упирается в левую часть магнитопровода, зазоры становятся одинаковыми и магнитный поток Φ_δ делится примерно поровну между ними·

$$\Phi_f = \Phi_e = \frac{\Phi_\delta}{2}.$$

В этом случае, считая, что $S_f = S_\delta$, и учитывая соотношение плеч, дополнительная сила за счет зазора f, отнесенная к оси сердечника, будет достигать примерно половины основной составляющей·

$$F_{эf} \approx 0{,}5 F_{э\delta}.$$

Таким образом, благодаря наличию в Ш-образной магнитной системе дополнительного рабочего зазора по сравнению с U-образной, электромеханическая характеристика становится более крутой и закон ее изменения приближается к виду $y = \frac{a}{x^2}$ (рис 8-11)

Подсчет магнитных проводимостей воздушных промежутков и выбор основных параметров и размеров магнитопровода для рассматриваемой магнитной системы может производиться так же, как и для U-образной с учетом некоторых особенностей, вносимых наличием дополнительной части корпуса

Проводимость дополнительного рабочего зазора, ограниченного торцом призмы и наклонной плоскостью, определяется по формуле (3-52), а ее производная по формуле (4-27). Поток рассеяния в данном случае будет проходить от цилиндра сердечника к двум параллельным плоскостям (частям корпуса), расположенным симметрично по обе стороны цилиндра

Для подсчета проводимости рассеяния можно воспользоваться поправочным коэффициентом c_g [уравнение (8-5)], вычисляя проводимость как:

$$g_s = g_{s\infty} 2c_g,$$

где $g_{s\infty}$ — результат, даваемый формулой (3) табл. 3-1.

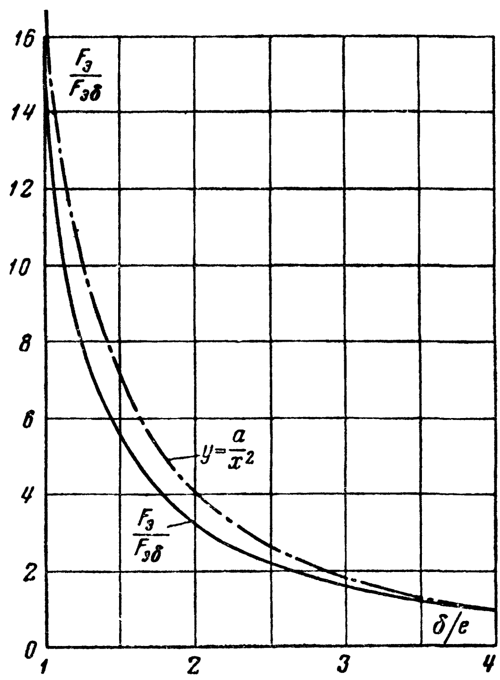


Рис. 8-11. Электромеханическая характеристика клапанного Ш-образного электромагнита, построенная в относительных единицах

При расчете магнитной цепи магнитным сопротивлением дополнительной ветви корпуса, как правило, можно пренебречь и вплоть до весьма малых зазоров считать, что весь магнитный поток, проходящий через сердечник, идет по той части корпуса, которая образует паразитный зазор. Неучет влияния второй ветви дает несколько заниженный результат, что создает некоторый запас электромагнитной силы.

При малых зазорах и особенно при больших величинах н. с. влияние второй ветви может стать ощутимым. Так как при этом коэффициент рассеяния становится близок к единице, то при расчете магнитной цепи в этом случае можно воспользоваться выводами § 2-3.

Клапанный электромагнит с неполным Ш-образным магнитопроводом (рис. 8-1,*в*) представляет разновидность Ш-образного, в котором правая ветвь корпуса, где расположена ось вращения, выполнена из немагнитного материала. Вследствие этого в смысле типа магнитной цепи он схож с U-образным электромаг-

нитом. Разница между ними заключается в том, что в U-образном электромагните один из последовательно соединенных магнитных зазоров начального участка магнитной цепи практически неизменен, т. е. является паразитным, а у электромагнита с неполным Ш-образным магнитопроводом оба зазора активные в смысле создания полезной электромагнитной силы. Вследствие разницы в расположении зазоров по отношению к оси вращения у электромагнита с неполным Ш-образным магнитопроводом проводимость начального участка на большей части хода якоря значительно ниже проводимости электромагнита с U-образным магнитопроводом.

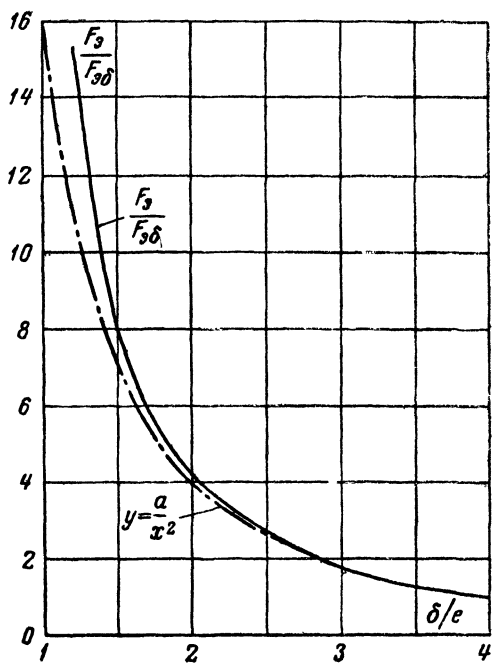


Рис. 8-12. Электромеханическая характеристика клапанного электромагнита с неполным Ш-образным магнитопроводом, построенная в относительных единицах.

Перечисленные особенности приводят к тому, что характеристики электромагнита с неполным Ш-образным магнитопроводом отличаются как от электромагнита с Ш-образным, так и от электромагнита с U-образным магнитопроводом.

В рассматриваемом случае проводимость начального участка магнитной цепи

$$G_н = \frac{G_δ \cdot G_f}{G_δ + G_f}. \qquad (8\text{-}18)$$

Здесь оба зазора, будучи соединены последовательно, одинаково влияют на величину проводимости начального участка.

Производная проводимости, входящая в формулу силы электромагнитного притяжения,

$$\frac{dG_н}{d\delta}=\frac{dG_\delta}{d\delta}\left(\frac{G_f}{G_f+G_\delta}\right)^2+\frac{dG_f}{d\delta}\left(\frac{G_\delta}{G_f+G_\delta}\right)^2. \qquad (8\text{-}19)$$

Производная по углу для вычисления вращающего момента

$$\frac{dG_н}{d\varphi}=\frac{dG_\delta}{d\varphi}\left(\frac{G_f}{G_f+G_\delta}\right)^2+\frac{dG_f}{d\varphi}\left(\frac{G_\delta}{G_f+G_\delta}\right)^2. \qquad (8\text{-}19а)$$

По обоим магнитным зазорам проходит одинаковый магнитный поток. Тогда при равных площадях сечения шляпки сердечника и торца основания и расстояниях от оси вращения R_δ и R_f зазор, расположенный дальше от оси вращения, будет в R_f/R_δ раза эффективнее с точки зрения создания вращающего момента. Если принять, как это часто бывает, что $R_f=2R_\delta$ и $S_\delta\approx S_f$, то значение вращающего электромагнитного момента будет вначале примерно пропорционально величине $\frac{S_\delta}{\delta^2}\cdot\frac{1}{3}$. Отсюда следует, что при относительно больших величинах δ такой электромагнит примерно в три раза менее эффективен, чем U-образный. В конце хода при весьма малых δ его электромеханическая характеристика резко изгибается (рис. 8-12) и вращающий момент теоретически в 3 раза превышает вращающий момент, действующий на якорь электромагнита с U-образным магнитопроводом.

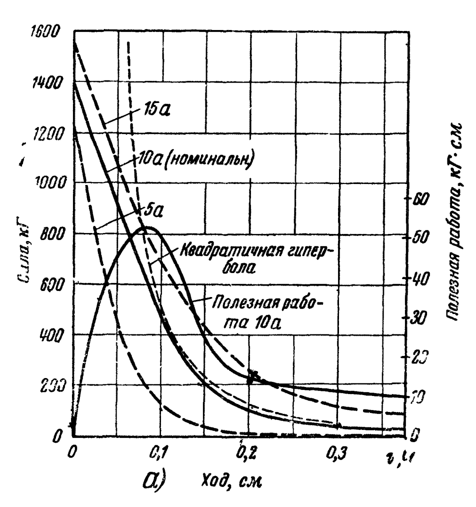
Таким образом, электромагниты с неполным Ш-образным магнитопроводом имеют низкую добротность, и их применение может быть оправдано только желанием получить резкое изменение силы в конце хода или какими-либо конструктивными соображениями.

Клапанный электромагнит с цилиндрическим магнитопроводом (рис. 8-1,*г*) имеет поступательно движущийся якорь цилиндрической формы. Два рабочих зазора образуются между якорем и цилиндрическим сердечником и якорем и плоским торцом корпуса, представляющего собой цилиндрическую оболочку. Эти зазоры в магнитном отношении соединены последовательно, а в механическом действуют параллельно.

Для определения магнитной проводимости начального участка магнитопровода и ее производной в данном случае применимы формулы (8-18) и (8-19), так как клапанный электромагнит с цилиндрическим магнитопроводом можно рассматривать как частный случай электромагнита

с неполным Ш-образным магнитопроводом при удалении оси вращения в бесконечность.

На рис. 8-13,*а* показаны типичные для этой разновидности клапанных электромагнитов электромеханические характеристики для трех значений тока в его обмотке. Там же приведена кривая, характеризующая величину полезной условной работы данного электромагнита. Эскиз электромагнита, к которому относятся эти характеристики, показан на рис. 8-13,*б*. Теоретически сила электромаг-



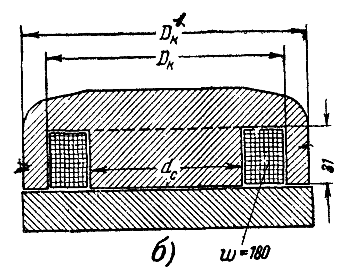


Рис. 8-13. Характеристики клапанного электромагнита с цилиндрическим магнитопроводом.

а — электромеханические характеристики и кривая условной полезной работы, *б* — эскиз магнитной системы электромагнита.

нитного притяжения у такого электромагнита должна изменяться обратно пропорционально длине рабочего зазора. Практически эта зависимость несколько нарушается, главным образом за счет насыщения материала магнитопровода. Для сравнения на графике рис. 8-13,*а* нанесена также зависимость $y = \frac{a}{x^2}$.

Как видно, этот электромагнит развивает весьма большие силы и создает большую полезную работу, максимум которой 52,8 *кГ·см* получается при ходе 0,8 *мм*. Вес его с якорем примерно 10 *кГ*, что соответствует показателю добротности $Д$=0,189 *кГ/кГ см*. Такая высокая добротность объясняется тем, что электромагнит рассчитан на повторно-кратковременное включение и при превышении темпера-

туры 73° С допустимое относительное время включенного состояния у него равно 0,5.

Обычно электромагниты такого типа используются для создания больших сил при малых ходах. Это находит также теоретическое и расчетное подтверждение, показывающее, что их наиболее целесообразно применять при значениях конструктивного показателя 93 и выше. Типичная для

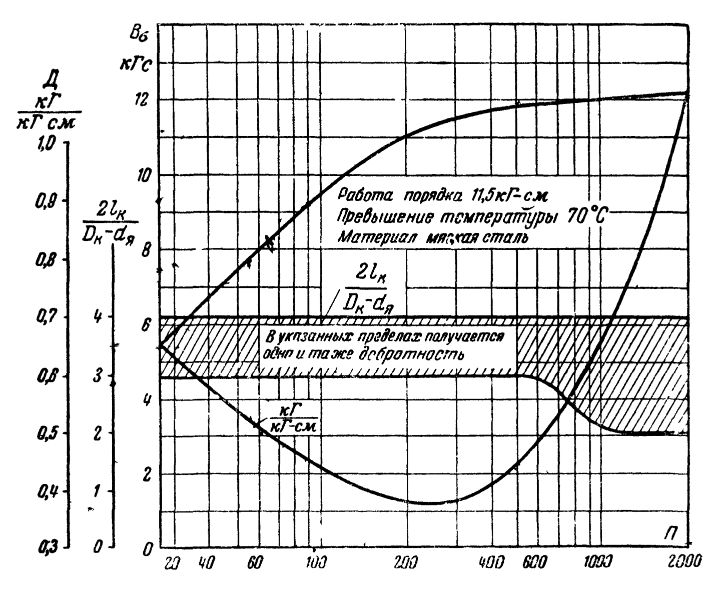


Рис. 8-14. Расчетные параметры для клапанного электромагнита с цилиндрическим магнитопроводом.

них кривая зависимости показателя добротности от конструктивного показателя приведена на рис. 8-14. Такие электромагниты широко применяются как подъемные электромагниты или как удерживающие. Они также используются в электромагнитных муфтах сцепления и торможения.

В связи с использованием при больших силах и малых ходах для цилиндрических клапанных электромагнитов характерна небольшая длина по сравнению с внешним диаметром, вследствие чего их иногда называют дисковыми электромагнитами. Магнитопровод имеет во всех своих частях большие сечения.

Общий подход к выбору основных размеров цилиндрических клапанных электромагнитов

подобен рассмотренному для электромагнитов с U-образным магнитопроводом.

Для электромагнитов средних размеров (обмотка длительного режима работы, превышение температуры $\tau_у \approx 70° C$, $(W_п)_у \approx 11$ *кГ·см*) можно использовать значения расчетных параметров, приведенных на рис. 8-14. Как видно, они характеризуются достаточно высокими значениями расчетной индукции. В электромагнитах кратковременного режима работы при больших значениях конструктивного показателя она может доходить до 15 500 *гс*.

При определенном внешнем диаметре электромагнита и определенной толщине намотки максимальная сила, а следовательно, и максимальная работоспособность получаются, если площади сечения сердечника и корпуса равны между собой $(S_с = S_к)$. Рациональное соотношение между радиальным размером окна обмотки и диаметром сердечника у подобных электромагнитов лежит в пределах:

$$\frac{D_к - d_с}{2} = (0{,}3 - 0{,}4)\, d_с.$$

Тогда внешний диаметр корпуса должен быть:

$$D'_к = (1{,}85 - 2{,}1)\, d_с.$$

Для определения рациональных толщин якоря и фланца корпуса применимы все соображения и соотношения, изложенные для цилиндрических электромагнитов с втяжным якорем. При предварительном определении необходимых размеров фланца корпуса можно использовать упрощенное выражение для коэффициента рассеяния, полученное на основании определения проводимостей по вероятным путям потока [Л. 8-6]:

$$\sigma_с = 1 + 28\,\frac{\delta}{d_с}.$$

Эта формула применима лишь при рекомендованных выше соотношениях размеров.

Клапанный электромагнит, у которого якорь расположен вдоль образующей катушки (рис. 8-15), отличается от всех ранее рассмотренных разновидностей клапанных электромагнитов главным образом тем, что в нем поток рассеяния оказывает непосредственное влияние на величину силы, действующей на якорь, так как он сцеплен с якорем. Второй особенностью является такое расположение паразитного зазора, при ко-

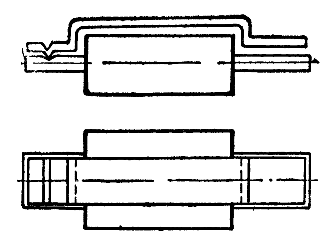


Рис. 8-15. Электромагнит с якорем, расположенным вдоль образующей катушки.

тором он находится у основания сердечника. В результате этот поток рассеяния в определенном месте магнитной цепи меняет свое направление, и в процессе перемещения якоря эффективная длина сердечника изменяется. Это также оказывает влияние на электромагнитную силу.

Таким образом, для определения силы электромагнитного притяжения в данном случае необходимо воспользоваться уравнением (4-11), а момент от сил электромагнитного притяжения может быть вычислен с помощью уравнения (4-11а).

Если сердечик электромагнита имеет цилиндрическую форму, а якорь плоский, то, воспользовавшись для определения проводимости рассеяния упрощенным приближенным выражением

$$g_s = 1{,}256\frac{\pi}{\ln(4n)}\cdot 0{,}85 \qquad (8\text{-}20)$$

и, учтя, что

$$n = \frac{h_к + \frac{d_c}{2} + \frac{\delta}{2}}{d_c},$$

получаем:

$$\frac{dg_s}{d\delta} = -\frac{1{,}68}{d_c n\,[\ln(4n)]^2}. \qquad (8\text{-}21)$$

При выводе этого выражения принято, что якорь параллелен оси сердечника и перемещается поступательно На самом деле он расположен под углом и совершает вращательное движение. Принимая во внимание, что угол наклона якоря в таких электромагнитах обычно весьма мал, принятое допущение, значительно упрощающее результат, вполне оправдано.

В большинстве случаев, однако, рассматриваемые электромагниты имеют плоский сердечник в виде призматического стержня. Для этого случая формула удельной проводимости рассеяния может быть получена методом определения проводимости по вероятным путям, потока. Если якорь и сердечник имеют примерно одинаковую ширину,

то, используя формулу (3-2) и формулы 1 и 2 табл. 3-2, находим:

$$g_s = 1{,}256\left(\frac{1{,}32a_я + 0{,}64c_я}{h_к + \delta/2} + 0{,}52\right), \qquad (8\text{-}22)$$

где $a_я$ и $c_я$ — ширина и толщина якоря.

Тогда

$$\frac{dg_s}{d\delta} = -\frac{1{,}256\,(1{,}32a_я + 0{,}64c_я)}{2(h_к + \delta/2)^2}. \qquad (8\text{-}23)$$

Если якорь намного шире сердечника, то соответственно

$$g_s = 1{,}256\left(\frac{1{,}64a_с + 1{,}28c_с}{h_к + \delta/2} + 0{,}52\right) \qquad (8\text{-}22а)$$

и

$$\frac{dg_s}{d\delta} = \frac{-1{,}256\,(1{,}64a_с + 1{,}28c_с)}{2\,(h_к + \delta/2)^2}, \qquad (8\text{-}23а)$$

где $a_с$ — ширина и $c_с$ — толщина сердечника.

Расчетная длина сердечника $l_{с.р}$ определяется уравнением (2-33). Производная ее по зазору будет:

$$\frac{dl_{с.р}}{d\delta} = -\frac{\frac{l_с}{G_0}\left(2 + \frac{g_s l_с}{G_0}\right)}{2\left(1 + \frac{G_н}{G_0} + \frac{g_s l_с}{G_0}\right)^2}\cdot\frac{dG_н}{d\delta}. \qquad (8\text{-}24)$$

Таким образом, для клапанного электромагнита, имеющего плоский сердечник и якорь, расположенный вдоль образующей катушки, сила электромагнитного притяжения, приведенная к рабочему зазору, будет выражаться следующей формулой:

$$F_э = 5{,}1\cdot 10^{-8} l_с l_{с.р}\left\{\frac{dG_н}{d\delta}\left[1 - \frac{l_с\left(2 + \frac{g_s l_с}{G_0}\right)}{2G_0\left(1 + \frac{G_н}{G_0} + \frac{g_s l_с}{G_0}\right)^2}\right] - \frac{1{,}256\,(1{,}64a_с + 1{,}28c_с)}{(h_0 + \delta/2)^2}\right\}. \qquad (8\text{-}25)$$

Принимая во внимание знак производной $\frac{dG_н}{d\delta}$, видно, что потоки рассеяния увеличивают полезную силу, дей-

ствующую на якорь Это приводит к повышению чувствительности, особенно в начале хода якоря

Благодаря этому электромагниты такого типа получили распространение в некоторых конструкциях чувствительных реле. Выбор основных размеров и расчет таких электромагнитов производится так же, как и в случае клапанных электромагнитов с U-образным магнитопроводом

8-5. Клапанный электромагнит с двумя сердечниками

Помимо различных модификаций электромагнитов с внешним притягивающимся якорем, имеющих один сердечник и одну катушку, клапанные электромагниты могут также выполняться с двумя сердечниками и расположенными на них двумя катушками (рис. 8-2).

Благодаря тому, что обмотка разделена на две одинаковые части соответствующим соединением их концов, можно добиться, что магнитный поток будет проходить или последовательно по обоим рабочим зазорам (рис. 8-2,*а*), или параллельными путями, замыкаясь через паразитный зазор и корпус (рис. 8-2,*б*), который в этом случае должен быть выполнен из ферромагнитного материала

Наиболее часто клапанные электромагниты с двумя сердечниками выполняются с последовательным направлением магнитного потока. Такие электромагниты называют подковообразными. По типу магнитной цепи они аналогичны клапанным электромагнитам с цилиндрическим магнитопроводом. Отличие между ними состоит лишь в том, что у подковообразного электромагнита оба зазора образованы поверхностью якоря и торцом шляпки соответствующего сердечника, а у цилиндрического один зазор имеет кольцевую форму. При параллельном направлении магнитных потоков путь каждого из них точно такой же, как и для магнитного потока в U-образном магнитопроводе. В этом случае электромагнит с двумя сердечниками представляет собой электромагнит с двойным U-образным магнитопроводом.

Если каждая половина такого электромагнита будет иметь одинаковые размеры с соответствующим U-образным, то рассматриваемый электромагнит при том же ходе якоря будет создавать в два раза бо́льшую силу и, следовательно, в два раза бо́льшую полезную работу. При этом его габаритные размеры, вес и мощность, потребляемая обмоткой, также будут в два раза выше, чем у U-образного

Показатели добротности и экономичности у этих двух сравниваемых электромагнитов окажутся одинаковыми.

В подковообразном электромагните с последовательным соединением зазоров таких же размеров сила будет превышать удвоенное значение силы U-образного, так как здесь не будет потери н. с. в паразитном зазоре и корпусе и, следовательно, магнитный поток возрастает. Кроме того, отпадает необходимость в корпусе, и якорь может иметь меньшие размеры.

Таким образом, подковообразный электромагнит должен иметь лучшие показатели, чем сравниваемые с ним электромагниты с U-образным и двойным U-образным магнитопроводами.

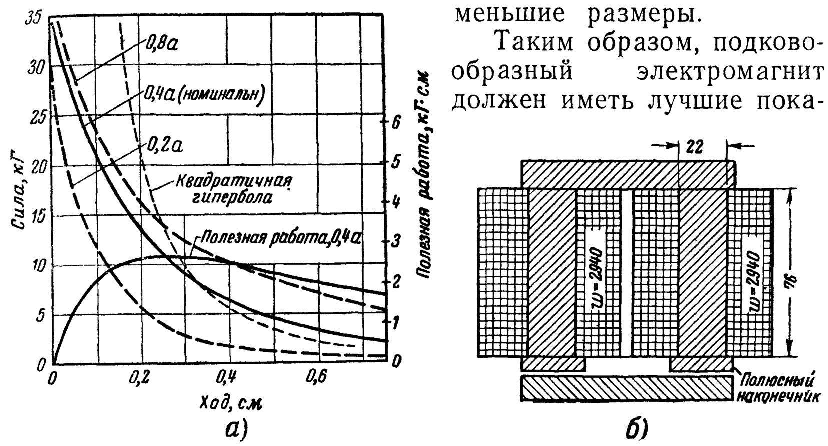


Рис. 8-16. Характеристики клапанного электромагнита с подковообразным электромагнитом.

а — электромеханические характеристики и кривая условной полезной работы; *б* — эскиз магнитной системы электромагнита.

Подковообразные электромагниты часто применяются в качестве к о р о т к о х о д о в ы х э л е к т р о м а г н и т о в н а м а л ы е с и л ы. Их отличает простота конструкции, а возможность варьировать относительные размеры полюсных наконечников дает возможность получать при заданных условиях оптимальную конструкцию.

На рис. 8-16,*а* показаны типичные для этой разновидности клапанных электромагнитов электромеханические характеристики для трех значений тока в его обмотке. Там же приведена кривая, характеризующая величину полезной условной работы данного электромагнита. Эскиз электромагнита, к которому относятся эти характеристики, показан на рис. 8-16,*б*.

Кроме экспериментальных электромеханических характеристик, на рис. 8-16,*а* нанесена кривая, соответствующая

зависимости $y = \frac{a}{x^2}$. Отклонение хода реальной кривой от этого теоретического закона объясняется влиянием насыщения материала магнитопровода.

Максимальное значение условной полезной работы рассматриваемого образца электромагнита равно 2,76 *кГ · см*. Оно получается при ходе якоря 2,5 *мм*. Так как вес этого электромагнита с якорем составляет 3,18 *кГ*, то показатель добротности его равен примерно 1,11 *кГ/кГ см*. Низкая добротность объясняется отчасти тем, что электромагнит небольшой, а добротность снижается при уменьшении размеров электромагнита. Главным же образом в данных условиях на величину добротности влияет малый нагрев обмотки. Превышение ее температуры при продолжительном включении равно всего 28° С *. Такой низкий нагрев, с другой стороны, указывает на небольшую потребляемую мощность и, следовательно, на высокую экономичность данного электромагнита. Вообще, с точки зрения возможности получения электромагнита с малым потреблением, что весьма важно для некоторых электромагнитных реле и механизмов автоматического управления, электромагниты с подковообразным магнитопроводом наиболее благоприятны. Обмотка в них размещается на двух катушках и, следовательно, отношение суммарной длины намотки к ее толщине получается примерно в два раза выше, чем у других типов электромагнитов.

При расчете электромагнита с подковообразным магнитопроводом можно рассматривать лишь одну его половину, считая, что плоскость симметрии магнитопровода имеет бесконечно большую магнитную проницаемость. Конечно, при этом в расчет необходимо взять половину заданной электромагнитной силы. При таком подходе к расчету применимы все формулы, выведенные для случая U-образного магнитопровода, если в них положить, что проводимость паразитного зазора и размеры корпуса бесконечно велики.

Выбор основных размеров может также производиться с учетом рекомендаций, касающихся клапанного U-образного электромагнита.

Для подковообразного электромагнита в целом основные расчетные параметры, которые необходимы для пред-

---

* Если нагрев путем сокращения длины электромагнита увеличить до 70° С, то добротность увеличится и показатель добротности станет равным 0,45 *кГ/кГ · см*

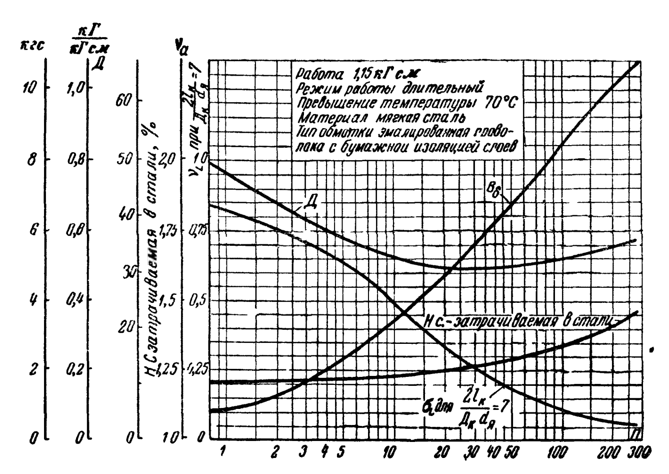


Рис 8-17. Расчетные параметры для подковообразного клапанного электромагнита с оптимальными шляпками сердечников.

варительного выбора размеров электромагнита, уточняемых последующим расчетом, показаны на рис. 8-17 в виде графиков в функции конструктивного показателя.

8-6. Сравнение характеристик и выбор типа клапанного электромагнита

Из всех разновидностей клапанных электромагнитов в качестве силовых используются, как правило, только клапанные электромагниты с цилиндрическим магнитопроводом. Целесообразные пределы их применения в зависимости от требуемой силы и хода наряду с электромагнитами, имеющими втягивающийся якорь, определяются на основании величины показателя добротности. Кривая показателя добротности *Д*, приведенная на графике сравнительных характеристик силовых электромагнитов (рис. 7-45), показывает, что клапанные электромагниты с цилиндрическим магнитопроводом наиболее целесообразно использовать при значениях конструктивного показателя *П*, превышающих 93.

Для остальных разновидностей клапанных электромагнитов оценка конструкции на основании значения показателя добротности не имеет такого значения. Это объясняется, с одной стороны, тем, что путем рационального выбора относительных размеров шляпки сердечника удается получить достаточную добротность в широком диапазоне значений силы и хода. С другой стороны, подобные электромаг

ниты используются главным образом в маломощных устройствах автоматики — реле, приборах управления и т. д Поэтому зачастую наиболее важным для них является возможность получения того или иного вида электромеханической характеристики. Форма этих характеристик, по-

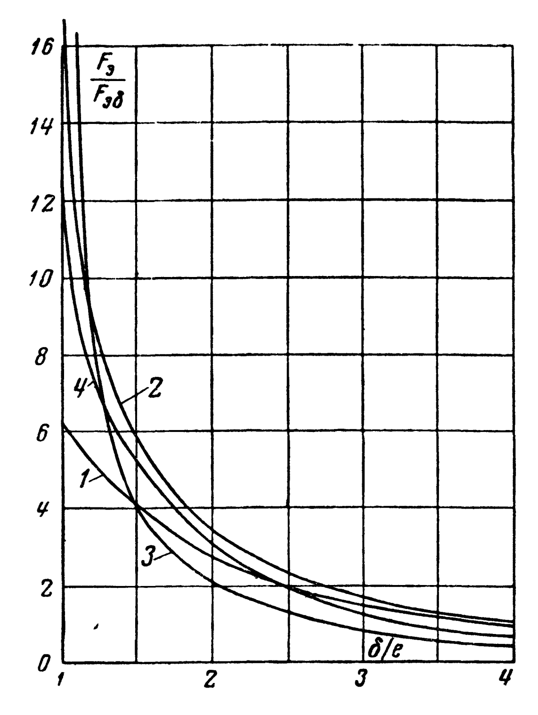


Рис 8-18. Сравнительные электромеханические характеристики клапанных электромагнитов.

1 — электромагнит с U образным магнитопроводом, *2* — электромагнит с Ш образным магнитопроводом, *3* — электромагнит с неполным Ш-образным магнитопроводом, *4*—электромагнит с подковообразным магнитопроводом

мимо прочего, зависит от величины шляпки сердечника, определяющей степень насыщения сердечника. При известном соотношении размеров сечения сердечника и шляпки можно получить даже падающую по мере уменьшения зазора характеристику. При рациональных размерах частей магнитопровода влияние его насыщения обычно бывает не столь существенно. Без его учета для различных типов клапанных электромагнитов электромеханические характеристики в относительных единицах показаны на рис. 8-18 За единицу принято значение $F_{э0}$, соответствующее U-образному электромагниту при $\frac{\delta}{e}=4$.

Наиболее резкое изменение силы по ходу якоря происходит у электромагнита с неполным Ш-образным магнито-

проводом. Наиболее плавное—у электромагнита с U-образным магнитопроводом. Ш-образный и подковообразный электромагниты также обладают достаточно резко возрастающими характеристиками, причем у Ш-образного получаются и наиболее высокие значения электромагнитной силы в области больших зазоров.

Таким образом, при необходимости иметь наибольшее отношение конечной силы к начальному ее значению нужно использовать магнитную систему с неполным Ш-образным магнитопроводом.

Когда требуется наименьшее отношение этих сил, следует применять U-образный электромагнит. Желание иметь высокое отношение конечной силы к начальной при возможно большем значении последней приводит к необходимости использовать Ш-образный магнитопровод. Для повышения чувствительности электромагнита, т. е. для снижения потребляемой им мощности, целесообразно использовать конструкцию с подковообразным магнитопроводом. Этот же тип электромагнита вследствие относительно малых размеров в одном из измерений может оказаться полезным по конструктивным соображениям.

ЛИТЕРАТУРА

8-1. Аронов Р. Л., Основы проектирования электрических аппаратов минимального веса, «Электричество», 1941, № 1.

8-2. Могилевский Г. В., К расчету электромагнитов с внешним поворотным якорем, «Электричество», 1956, № 12.

8-3. Гальперн Н. К., Определение магнитной проводимости воздушного зазора для электромагнитных устройств клапанного типа, Труды ЛПИ им. Калинина, 1953, № 3.

8-4. Могилевский Г. В., Анализ методов расчета электромагнитов с внешним поворотным якорем, Диссертация, Харьковский политехнический институт имени В. И. Ленина, 1954.

8-5. Говорков В. А., Электрические и магнитные поля, Связьиздат, 1951.

8-6. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949.

8-7. Витенберг М. И., Расчет электромагнитных реле для аппаратуры автоматики и связи, Госэнергоиздат, 1956.

8-8. Алескеров С. А., Методы расчета магнитных цепей релейной аппаратуры, диссертация, АН Азербайджанской ССР, 1948.

8-9. Матов Г. П., Телефонные реле, ОНТИ, 1934.

8-10. Ступель Ф. А., Расчет и конструкция электромагнитных реле, Госэнергоиздат 1950.

8-11. Peek R. L., Wager H. N. Switching Relay Design, D Van Nostrand Company, 1955.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ С ВНЕШНИМ ПОПЕРЕЧНО ДВИЖУЩИМСЯ ЯКОРЕМ

9-1. Общие сведения

Наряду с электромагнитами, имеющими втягивающийся внутрь катушки якорь или внешний притягивающийся якорь, применение находят также электромагниты с внешним якорем, движущимся поперечно по отношению к направлению рабочего магнитного потока. Подобные электромагниты обладают, как правило, худшими показателями в смысле добротности и экономичности конструкции, чем электромагниты, относящиеся к первым двум группам Однако они позволяют получать электромеханические характеристики самой различной формы, что является весьма важным достоинством для практического использования электромагнитов. Кроме того, на базе применения внешнего поперечно движущегося якоря легко выполнять поворотные электромагниты, якорь которых совершает не поступательное движение, а вращательное, в пределах достаточно больших углов. В некоторых случаях угол поворота якоря таких электромагнитов может достигать порядка 60—90°. Возможность непосредственного получения углового перемещения якоря в ряде случаев позволяет без дополнительных передач скомпоновать электромагнит с механизмом, для которого он предназначен, и тем самым получить наиболее простую и удачную конструкцию.

Наиболее характерная особенность, отличающая электромагниты с поперечно движущимся якорем от других разновидностей электромагнитов, заключается в том, что у них рабочий воздушный зазор между якорем и полюсами неподвижной части магнитопровода имеет конечную величину на всем протяжении хода Вследствие этого обстоя-

тельства для таких электромагнитов существует положение равновесия электромагнитных сил, действующих на якорь. В результате этого якорь может находиться во взвешенном состоянии, не будучи притянут и не опираясь на какую-либо часть магнитопровода. Практически, как правило, это

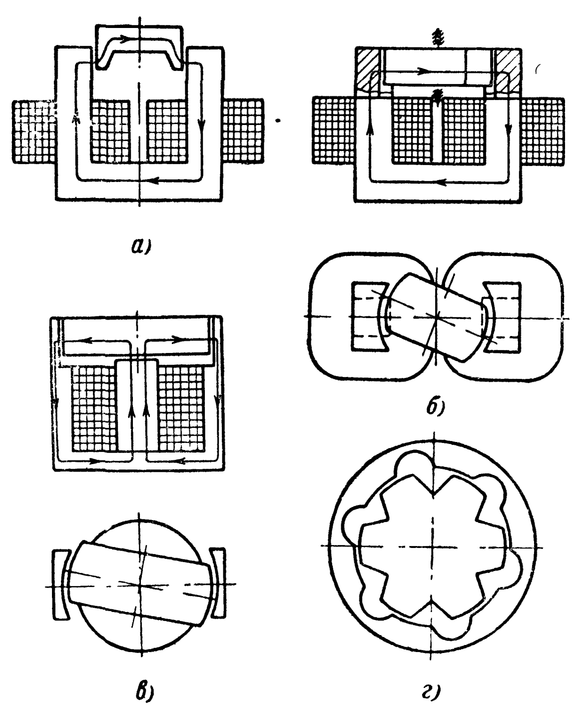


Рис. 9-1. Различные типы электромагнитов с внешним поперечно движущимся якорем.

а — электромагнит с поступательно перемещающимся якорем; *б* — поворотный электромагнит с последовательным соединением зазоров; *в* — поворотный электромагнит с параллельным соединением зазоров; *г* — поворотный многополюсный электромагнит.

положение лежит вне пределов рабочего хода или угла поворота якоря и для его остановки делают механические немагнитные упоры.

Рассмотрим некоторые разновидности электромагнитов с поперечно движущимся якорем.

Электромагниты с поперечно поступательно движущимся якорем (рис. 9-1,*а*) конструктивно весьма несовершенны и неудобны. Прямолинейное пере-

мещение якоря с необходимыми при этом весьма малыми зазорами трудно осуществить вследствие очень сильного влияния перекосов и возникающих в результате этого сил одностороннего притяжения, вызывающих большие потери полезной силы на преодоление трения.

В электромагнитах с поворотным поперечно движущимся якорем (рис 9-1,*б*) благодаря креплению последнего в соответствующих подшипниках влияние этого недостатка в значительной степени снижается

Поворотные электромагниты различаются по взаимному расположению рабочих воздушных зазоров относительно пути магнитного потока.

Рабочие воздушные зазоры могут располагаться последовательно (рис. 9-1,*б*) и параллельно (рис. 9-1,*в*). В первом случае магнитный поток проходит последовательно по обоим рабочим воздушным зазорам. В этом случае число рабочих зазоров, как правило, берется равным двум.

Во втором случае, магнитный поток, входящий в якорь, разветвляется на ряд составляющих по числу полюсов и проходит через рабочие воздушные зазоры по параллельным путям, собираясь вновь воедино в корпусе электромагнита. Последовательное соединение рабочих зазоров позволяет выполнить магнитную цепь практически без паразитных зазоров. При параллельном соединении на пути рабочего магнитного потока обязательно появляется паразитный зазор (рис. 9-1,*в*).

В электромагнитах с параллельным соединением зазоров число полюсов большей частью лежит в пределах от двух до четырех, хотя встречаются конструкции и с восемью полюсами.

При увеличении числа полюсов (рис. 9-1,*г*) уменьшается угол поворота якоря электромагнита. Поэтому поворотные электромагниты с большим рабочим ходом, как правило, должны иметь меньшее число полюсов, а с меньшим рабочим ходом выполняются многополюсными. Правильный выбор соотношения между величиной вращающего момента, рабочим углом поворота и числом полюсов является условием повышения добротности конструкции поворотного электромагнита.

Как в случае конструкции с последовательным расположением магнитных зазоров, так и в случае их параллельного расположения поворотные электромагниты могут

иметь различный закон изменения формы зазора в функции угла поворота якоря. Это достигается путем выбора соответствующего профиля боковой поверхности якоря и полюсов, между которыми он расположен.

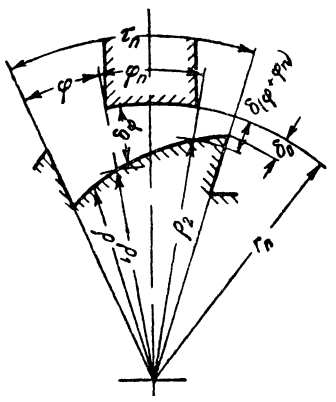


Рис. 9-2. Взаимное расположение полюса и якоря поворотного электромагнита.

9-2. Влияние формы магнитного зазора на характеристики поворотного электромагнита

Общее уравнение вращающего электромагнитного момента (4-50), действующего на якорь поворотного электромагнита, было рассмотрено в гл. 4. Для случая системы с двумя последовательными зазорами (рис. 9-2) оно имеет следующий вид:

$$M_э = -3{,}2\cdot 10^{-8}\Theta_0^2 b r_0 \left(\frac{1}{\delta_{\varphi+\varphi_п}} - \frac{1}{\delta_\varphi}\right) [кГ\cdot см], \quad (9\text{-}1)$$

где Θ_0 — суммарная н. с., действующая в обоих зазорах, a;

b — толщина якоря (или полюса) в осевом направлении, *см*;

$r_0 = r_п - \delta_0$ — расчетный радиус якоря, *см*;

δ_φ и $\delta_{\varphi+\varphi_п}$ — величины зазоров под левым и правым краями полюса *см*.

Если рассматривается магнитная система с параллельным соединением полюсов, уравнение вращающего момента должно быть видоизменено. Для общего случая системы с числом полюсов $2p$

$$M_э = -6{,}4\cdot 10^{-8}\Theta_0^2 (2p) b r_0 \left(\frac{1}{\delta_{(\varphi+\varphi_п)}} - \frac{1}{\delta_\varphi}\right). \quad (9\text{-}2)$$

Таким образом, с переходом от последовательного расположения зазоров к параллельному и с увеличением числа пар полюсов при одинаковом значении н. с. вращающий электромагнитный момент увеличивается. Однако это увеличение не происходит, как кажется на первый взгляд, пропорционально росту числа полюсов. С увеличением числа полюсов сокращается полюсное деление и ширина

полюса, а следовательно, при неизменной конфигурации торцовой поверхности якоря уменьшается разность обратных величин зазоров $\left(\frac{1}{\delta_{\varphi+\varphi_п}}-\frac{1}{\delta_\varphi}\right)$, а также увеличивается искажающее влияние поверхностей, ограничивающих полюса с боков. Кроме того, увеличение числа параллельно соединенных полюсов приводит к росту суммарного рабочего магнитного потока и, следовательно, увеличению насыщения материала магнитопровода. В результате или необходимо увеличивать его габариты, или снижается величина н. с. Θ_0 в воздушных зазорах. Последнее в свою очередь вызывает уменьшение вращающего момента.

Следует подчеркнуть, что как исходное уравнение (4-50), так и уравнения (9-1) и (9-2) выведены с рядом допущений, главное из которых заключается в том, что величина зазоров $\delta_{(\varphi+\varphi_п)}$ и δ_φ принята значительно меньшей расчетного радиуса. В реальных конструкциях поворотных электромагнитов это условие обычно имеет место.

Вторым допущением является неучет влияния потоков рассеяния, идущих с поверхностей, ограничивающих полюса с боков. Это влияние является существенным и выражается в снижении вращающего момента за счет появления сил притяжения выступов якоря к смежным полюсам. Поэтому ширина полюса и величина полюсного деления должны лежать в таких пределах, чтобы при заданном угле поворота (ходе) якоря оставалось достаточное расстояние φ_0 от края полюса до следующего выступа якоря. Таким образом, положение якоря должно определяться условием:

$$\varphi_0<\varphi<\varphi_m,$$

где максимально возможный угол, определяющий положение якоря,

$$\varphi_m=\frac{360}{2p}-\varphi_п=\tau_п-\varphi_п.$$

Учитывая эти соотношения, получаем связь между возможными размерами полюса $\varphi_п$, величиной полюсного деления $\tau_п$ и предельным рабочим углом поворота якоря $\varphi_р$:

$$\varphi_р=\varphi_m-\varphi_0=\tau_п-\varphi_п-\varphi_0. \qquad (9\text{-}3)$$

Если текущие значения магнитного зазора под краями полюса $\delta_{\varphi-\varphi_п}$ и δ_φ выразить в относительных единицах

через величину минимально возможного зазора δ_0, то формула для вращающего электромагнитного момента может быть представлена в виде:

$$M_э = M_{э0} \cdot f(\varphi). \tag{9-4}$$

В этой формуле $M_{э0}$ представляет собой условный расчетный электромагнитный вращающий момент, не зависящий от угла поворота, а $f(\varphi)$ является безразмерной характеристической функцией, определяющей закон изменения вращающего момента по углу поворота якоря.

Для случая электромагнита с двумя последовательно расположенными зазорами

$$M_{э0} = -3{,}2 \cdot 10^{-8} \Theta_0^2 \frac{br_0}{\delta_0}. \tag{9-5}$$

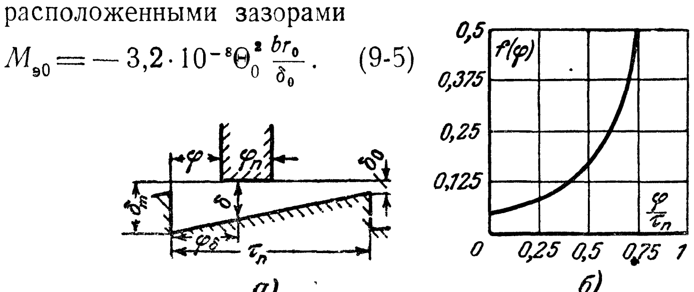


Рис. 9-3. Случай, когда зазор изменяется по закону прямой.

а — взаимное расположение полюса и якоря (в развертке); *б* — график характеристической функции.

При параллельном расположении магнитных зазоров

$$M_{э0} = -6{,}4 \cdot 10^{-8} \Theta_0^2 (2p) \frac{br_0}{\delta_0}. \tag{9-6}$$

Характеристическая функция для обоих случаев имеет вид:

$$f(\varphi) = \delta_0 \left(\frac{1}{\delta_{\varphi+\varphi_п}} - \frac{1}{\delta_\varphi} \right). \tag{9-7}$$

Рассмотрим некоторые частные случаи конфигураций магнитных зазоров и соответствующих им значений $f(\varphi)$[1].

1. Величина воздушного зазора изменяется по закону прямой (рис. 9-3).

$$\delta = \delta_m - (\delta_m - \delta_0) \frac{\varphi_\delta}{\tau_п} = \delta_m \left(1 - \varepsilon \frac{\varphi_\delta}{\tau_п} \right). \tag{9-8}$$

[1] На последующих рисунках для упрощения якорь и полюс изображаются в развернутом виде.

Здесь, а также в дальнейших уравнениях обозначено:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\delta_0}{\delta_m}. \qquad (9\text{-}9)$$

Тогда для характеристической функции можно получить следующее выражение:

$$f(\varphi) = \frac{\varphi_п}{\tau_п} \cdot \frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{\left(1 - \varepsilon\frac{\varphi_п}{\tau_п}\right)\left(1 - \varepsilon\frac{\varphi + \varphi_п}{\tau_п}\right)}. \qquad (9\text{-}10)$$

График этой функции в зависимости от величины $\varphi/\tau_п$, т. е. от взаимного расположения полюса и якоря, показан на рис. 9-3,*б* для случая, когда $\varepsilon = 0{,}8$, а $\varphi_п/\tau_п = 0{,}25$.

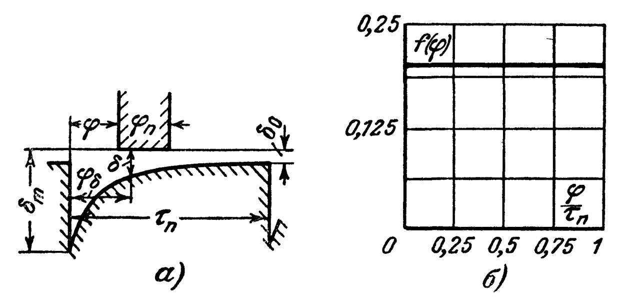


Рис. 9-4. Случай, когда зазор изменяется по закону гиперболы.

а — взаимное расположение полюса и якоря (в развертке), *б* — график характеристической функции

Как видно для рассматриваемой конфигурации зазора, т. е. такого очертания полюса и якоря, при котором зазор между ними в функции угла поворота изменяется по прямой, зависимость вращающего момента от перемещения якоря имеет резко возрастающий характер.

2. Величина воздушного зазора изменяется по закону гиперболы (рис. 9-4):

$$\delta = \frac{\delta_0}{(1-\varepsilon) + \varepsilon\frac{\varphi_\delta}{\tau_п}}. \qquad (9\text{-}11)$$

В этом случае оказывается, что

$$f(\varphi) = \frac{\varphi_п}{\tau_п} \cdot \varepsilon, \qquad (9\text{-}12)$$

т. е. характеристическая функция, а следовательно, и величина вращающего момента не зависят от положения якоря, оставаясь постоянными по углу его поворота.

Так же, как и в предыдущем случае, на рис. 9-4,*а* показано взаимное расположение полюса и якоря, а на рис. 9-4,*б* — график характеристической функции в зависимости от относительной величины угла поворота $\frac{\varphi}{\tau_п}$ для значений $\varepsilon = 0{,}8$ и $\frac{\varphi_п}{\tau_п} = 0{,}25$. Сравнивая обе эти формы якоря по характеру изменения величины вращающего момента, можно сделать следующий вывод. Для того чтобы уменьшить степень возрастания вращающего момента поворотного электромагнита в функции положения его якоря, нужно от формы, когда зазор между полюсами и якорем меняется по прямой, перейти к поверхности якоря, имеющей выпуклость в сторону полюса. При этом изменение вращающего момента будет тем меньше, чем ближе форма очертания поверхности якоря приближается (рассматривая его развертку) к гиперболе. Если кривизна этой образующей будет больше, чем у гиперболы, можно получить убывающий закон изменения вращающего момента. Наоборот, в случае, если поверхность якоря будет иметь вогнутую форму по отношению к полюсу, возрастание момента должно, очевидно, происходить еще более резко, чем в первом случае. Рассмотрим с этой точки зрения случай, когда поверхность якоря имеет параболический вид.

3. Величина воздушного зазора изменяется по закону параболы (рис. 9-5):

$$\delta = \delta_m - (\delta_m - \delta_0)\left(\frac{\varphi}{\tau_п}\right)^2 = \delta_m\left[1 - \varepsilon\left(\frac{\varphi}{\tau_п}\right)^2\right]. \quad (9\text{-}13)$$

Для характеристической функции в этом случае получается следующее выражение:

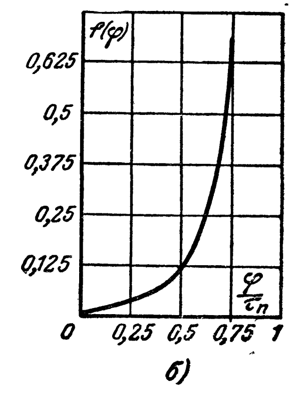
$$f(\varphi) = \frac{\varphi_п}{\tau_п}\cdot\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)\left(\frac{2\varphi + \varphi_п}{\tau_п}\right)}{\left[1 - \varepsilon\left(\frac{\varphi}{\tau_п}\right)^2\right]\left[1 - \varepsilon\left(\frac{\varphi + \varphi_п}{\tau_п}\right)^2\right]}. \quad (9\text{-}14)$$

Соответствующий график показан на рис. 9-5,*б*. Действительно, в этом случае мы получаем еще более резко возрастающую характеристическую функцию, а следова-

тельно, и кривую вращающего момента. Следут, однако, отметить, что в начальной части абсолютные величины этой функции ниже, чем для первого случая.

4. Величина воздушного зазора меняется скачком (рис. 9-6).

Из общей формулы вращающего электромагнитного момента для поворотного электромагнита следует, что величина момента будет тем больше, чем больше разность величин воздушных зазоров под краями полюса. Следовательно, наибольшее значение момента получается в том случае, когда под



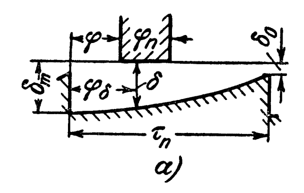
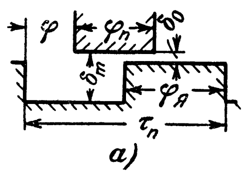


Рис. 9-5. Случай, когда зазор изменяется по закону параболы.

а — взаимное расположение полюса и якоря (в развертке); *б* — график характеристической функции.



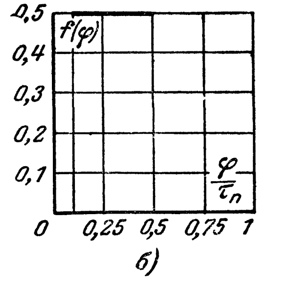


Рис 9-6. Случай, когда зазор изменяется скачком.

а — взаимное расположение полюса и якоря (в развертке); *б* — график характеристической функции.

одним краем будет наименьший возможный зазор, а под другим наибольший.

Характер изменения воздушного зазора под самим полюсом с точки зрения величины силы безразличен. Но для того, чтобы нужная разница зазоров под краями полюсов сохранялась в пределах возможно большего угла поворота якоря, участок, на котором происходит изменение вели-

чины воздушного зазора, желательно иметь как можно короче. Возьмем его равным нулю, т. е. сделаем такую форму якоря (рис. 9-6,*а*), при которой зазор изменяется скачком. Таким образом, для $[(\tau_п - \varphi_я) - \varphi_п] \leqslant \varphi \leqslant (\tau_п - \varphi_я)]$ при $\varphi_п \leqslant \varphi_я$

$$\delta_{\varphi+\varphi_п} = \delta_m \text{ и } \delta_\varphi = \delta_0.$$

Тогда характеристическая функция принимает вид:

$$f(\varphi) = \delta_0 \left[\frac{1}{\delta_0} - \frac{1}{\delta_m}\right] = \varepsilon. \qquad (9\text{-}15)$$

В данном случае, как и при гиперболической (в развертке) форме боковой поверхности полюсного деления якоря (случай 2), получается, что характеристическая функция, а следовательно, и вращающий момент не зависят от положения якоря, оставаясь постоянными по углу поворота. Однако величина характеристической функции и вращающего момента получается в этих двух случаях различной.

Принимая те же соотношения δ_0 и δ_m, что и в случае 2, получаем, что для рассматриваемого скачкообразного изменения зазора $f(\varphi) = 0{,}8$. Для зазора, изменяющегося по гиперболе, $f(\varphi) = 0{,}2$, т. е. величина вращающего момента в четыре раза ниже. Однако якорь с уступом при принятых соотношениях имеет гораздо меньший рабочий угол поворота, чем в случае гиперболического зазора. Поэтому, чтобы правильно оценить эти две конфигурации, нужно сравнить механическую работу, совершаемую каждым якорем при его перемещении.

Для случая 2, беря теоретический предел перемещения якоря $(\tau_п - \varphi_п)$, чего реально быть не может, получаем, что произведенная работа должна быть пропорциональна:

$$\varepsilon \frac{\varphi_п}{\tau_п}(\tau_п - \varphi_п) = 0{,}8 \cdot 0{,}25 \cdot 0{,}75\tau_п = 0{,}15\tau_п.$$

Для случая 4 она пропорциональна:

$$\varepsilon\varphi_п = 0{,}8 \cdot 0{,}25\tau_п = 0{,}2\tau_п.$$

Таким образом, и по возможной полезной работе, произведенной электромагнитом, случай ступенчатого зазора является более выгодным. Увеличение соотношения $\frac{\varphi_п}{\tau_п}$, ко-

торое можно сделать в последнем случае за счет увеличения $\Theta_п$, приведет к еще большей разнице в пользу случая 4.

5. Переменный воздушный зазор с уступом (рис. 9-7).

Рассмотрим случай, когда под левым краем полюса воздушный зазор неизменный и максимальный, а под пра-

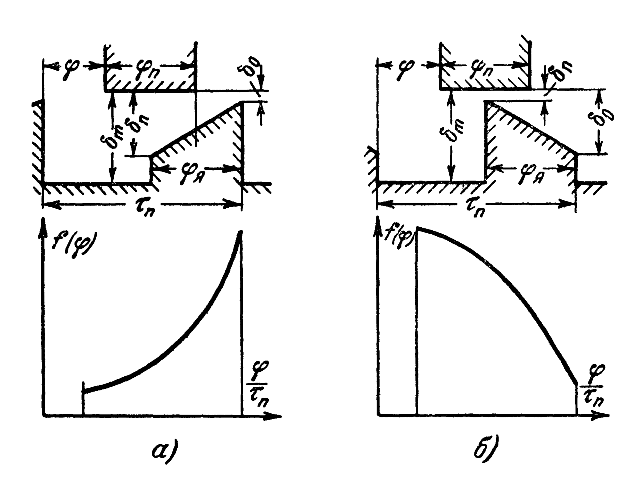


Рис. 9-7. Случай переменного воздушного зазора с уступом.

а — якорь с возрастающим выступом, *б* — якорь со снижающимся выступом

вым — меняющийся. Если изменение зазора происходит по закону прямой, тогда для положения якоря φ, при котором

$$[\tau_п - (\varphi_я + \varphi_п)] \leqslant \varphi \leqslant (\tau_п - \varphi_п),$$

при условии $\varphi_п \leqslant \varphi_я$ получаем

$$\delta_\varphi = \delta_m \text{ и } \delta_{(\varphi+\varphi_п)} = \delta_m \left[(1-\varepsilon) + (\varepsilon' - 1 + \varepsilon)\frac{\tau_п - \varphi - \varphi_п}{\varphi_я}\right], \tag{9-16}$$

где

$$\varepsilon = 1 - \frac{\delta_0}{\delta_m} \text{ и } \varepsilon' = \frac{\delta_п}{\delta_m}.$$

Характеристическая функция будет в этом случае иметь следующий вид:

$$f(\varphi)=(1-\varepsilon)\cdot\frac{\varepsilon-(\varepsilon'+\varepsilon-1)\dfrac{\tau_{п}-\varphi-\varphi_{п}}{\varphi_{я}}}{(1-\varepsilon)+(\varepsilon'+\varepsilon-1)\dfrac{\tau_{п}-\varphi-\varphi_{п}}{\varphi_{я}}}. \qquad (9\text{-}17)$$

Анализируя это уравнение, легко установит , что, изменяя соотношения между зазорами δ_m, $\delta_п$ и δ_0, а также соотношение между шириной полюса и шириной зуба якоря,

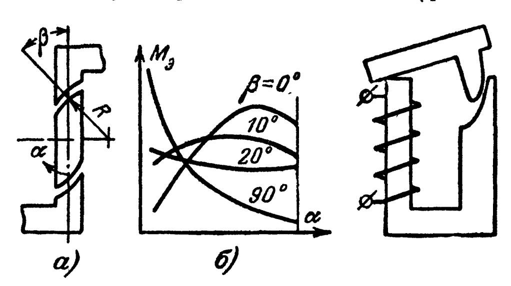


Рис. 9-8. Зазор образуемый скошенными полюсами и якорем.

а — система со скошенными полюсами и якорем; *б* — видоизменение электромеханических характеристик; *в* — система с зубом.

можно видоизменять ход кривой характеристической функции, а следовательно, и кривой электромагнитного момента. При $\delta_0<\delta_п$ (рис. 9-7,*а*) величина момента в процессе поворота якоря растет. При $\delta_0=\delta_п$ получаем рассмотренный выше случай скачкообразного изменения зазора, при котором момент постоянен.

Наконец, конструкция, у которой $\delta_0>\delta_п$ (рис. 9-7,*б*), дает возможность получить падающую характеристику вращающего электромагнитного момента.

6. Зазор, образуемый скошенными полюсами и якорем (рис. 9-8).

Удобным способом видоизменения в известных пределах электромеханической характеристики является применение поворотного якоря со скошенными рабочими поверхностями. В этом случае торцы якоря и полюса магнитопровода очерчиваются дугами окружности, центры которых смещаются по отношению к оси симметрии системы

(рис. 9-8,*а*). Изменяя угол β между осью полюсов и линией, соединяющей центр полюса и центр окружности, определяющей поверхность полюса, добиваются нужной формы характеристики (рис. 9-8,*б*). Частным случаем такой системы является конструкция клапанного электромагнита с зубом (рис. 9-8,*в*).

Эти системы представляют собой переходные конструкции от электромагнита с притягивающимся якорем к электромагниту с поперечно движущимся якорем. Поэтому уравнения для определения вращающего момента, выведенные для предыдущих случаев, здесь непригодны. Задача может быть решена путем использования производной проводимости зазора, полученной на основании графического построения картин поля для ряда положений якоря. Способы графического построения рассмотрены в третьей главе.

Рассмотренные случаи не исчерпывают всего разнообразия возможных конфигураций рабочих поверхностей поворотных электромагнитов. Однако они дают представление о влиянии этих конфигураций на электромеханические характеристики поворотных электромагнитов

9-3. Способ определения формы боковых поверхностей якоря и полюса по заданной кривой момента

Форма боковых поверхностей якоря и полюса, т. е. конфигурация образуемого ими воздушного зазора, определяет вид кривой электромагнитного момента поворотного электромагнита. При расчете таких электромагнитов естественной будет обратная задача нахождения необходимой конфигурации зазора, обеспечивающей получение требующейся характеристики.

Задание необходимой формы кривой электромагнитного момента эквивалентно заданию характеристической функции $f(\varphi)$.

Будем считать, как обычно бывает, что полюс ограничен круговой цилиндрической поверхностью. Тогда задача должна решаться подбором необходимой конфигурации соответствующего участка боковой поверхности якоря. Последняя представляет собой также цилиндрическую поверхность, но в общем случае уже не круговую.

В частном случае характеристической кривой, соответствующей прямолинейному закону изменения величины зазора (рис. 9-3), направляющая боковой поверхности якоря

представляет собой **архимедову спираль**. Ее уравнение в полярных координатах: $\rho = a\varphi$.

Для гиперболической формы зазора (рис. 9-4) направляющей соответствующих участков боковой поверхности якоря будет **гиперболическая спираль**, уравнение которой в полярных координатах: $\rho = \frac{a}{\varphi}$.

Наконец, для случая воздушного зазора, изменяющегося скачком (рис. 9-6), зуб якоря ограничен круговой цилиндрической поверхностью, срезанной с боков радиально расположенными плоскостями. В большинстве же случаев нужное очертание якоря приходится специально подбирать [Л. 9-2].

Выразим искомый закон изменения зазора в виде полинома. Практически можно ограничиться четырьмя членами. Тогда (рис. 9-2)

$$\frac{1}{\delta} = \frac{1}{r_п - \rho} = \alpha_0' + \alpha_1'\varphi + \alpha_2'\varphi^2 + \alpha_3'\varphi^3.$$

Так как задана функция $f(\varphi)$, то для любого значения φ можно найти величину этой функции. С другой стороны, согласно (9-7)

$$f(\varphi) = \delta_0 \left(\frac{1}{\delta_{\varphi+\varphi_п}} - \frac{1}{\delta_\varphi} \right) = (r_п - \rho_0) \left[\frac{1}{r_п - \rho_2} - \frac{1}{r_п - \rho_1} \right].$$

Задаваясь тремя значениями φ, можно составить три уравнения типа:

$$f(\varphi_1) = (r_п - \rho_0) [\alpha_0' + \alpha_1' (\varphi_1 + \varphi_п) + \alpha_2' (\varphi_1 + \varphi_п)^2 +$$
$$+ \alpha_3' (\varphi_1 + \varphi_п)^3 - \alpha_0' - \alpha_1'\varphi_1 - \alpha_2'\varphi_1^2 - \alpha_3'\varphi_1^3].$$

Обозначим

$$(\varphi_1 + \varphi_п)^2 - \varphi_1^2 = \beta_1^2 \text{ и } (\varphi_1 + \varphi_п)^3 - \varphi_1^3 = \beta_1^3.$$

Для двух остальных точек в этих уравнениях нужно заменять индекс 1 на 2 и 3 соответственно. Тогда получаем систему из трех уравнений первой степени относительно коэффициентов α_1', α_2' и α_3':

$$\frac{f(\varphi_1)}{(r_п - \rho_0)} = \varphi_п\alpha_1' + \beta_1^2\alpha_2' + \beta_1^3\alpha_3';$$

$$\frac{f(\varphi_2)}{(r_п - \rho_0)} = \varphi_п \alpha'_1 + \beta_2^2 \alpha'_2 + \beta_3^3 \alpha'_3,$$

$$\frac{f(\varphi_3)}{(r_п - \rho_0)} = \varphi_п \alpha'_1 + \beta_3^2 \alpha'_3 + \beta_3^3 \alpha'_3.$$

Эта система решается обычным путем. Искомые коэффициенты могут быть выражены через определители. Например,

$$\alpha'_1 = \frac{\begin{vmatrix} \frac{f(\varphi_1)}{(r_п - \rho_0)} & \beta_1^2 & \beta_1^3 \\ \frac{f(\varphi_2)}{(r_п - \rho_0)} & \beta_2^2 & \beta_2^3 \\ \frac{f(\varphi_3)}{(r_п - \rho_0)} & \beta_3^2 & \beta_3^3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \varphi_п & \beta_1^2 & \beta_1^3 \\ \varphi_п & \beta_2^2 & \beta_2^3 \\ \varphi_п & \beta_3^2 & \beta_3^3 \end{vmatrix}}.$$

Для двух других коэффициентов легко составить аналогичные выражения. Зная величины коэффициентов α'_1, α'_2 и α'_3 и подставляя их в исходное выражение, определяем ряд значений $\frac{1}{r_п - \rho}$ для интересующего нас диапазона углов φ, откуда уже легко получить и кривую очертания якоря $\rho = \psi(\varphi)$.

Задача нахождения требующейся конфигурации боковой поверхности зуба якоря упрощается, если применяется переменный воздушный зазор с уступом.

В этом случае $\delta_0 = \delta_m = \text{const}$ и из (9-7) находим:

$$\delta_{(\varphi + \omega_п)} = \frac{\delta_0}{f(\varphi) - \delta_0/\delta_m}.$$

Отсюда текущее значение радиуса, определяющего очертание зуба якоря, будет выражаться следующим уравнением:

$$\rho = r_п - \frac{r_п - \rho_0}{f(\varphi) - \frac{r_п - \rho_0}{r_п - \rho_m}}. \qquad (9\text{-}18)$$

9-4. Примеры выполненных конструкций поворотных электромагнитов

1. Электромагнит с якорем, очерченным по архимедовой спирали [Л. 9-1]. Чертеж магнитной системы этого электромагнита дан на рис. 9-9,*а*. Магнитопровод и якорь выполнены шихтованными из кремнистой стали толщиной листа 0,5 *мм*. Уравнение архимедовой спирали, определяющей очертание якоря, в данном случае в полярных координатах будет:

$$\rho = \frac{4}{\pi}(5{,}5\pi + \varphi) \; [\textit{мм}],$$

где φ в радианах.

На основании размеров, указанных на чертеже, находим:

$$\varepsilon = 1 - \frac{0{,}5}{4{,}5} = 0{,}89 \text{ и } \tau_п = \pi.$$

Так как ширина полюса $b = 2r_п \sin\frac{\varphi_п}{2}$, то $\varphi_п = 2\arcsin\frac{b}{2r_п}$ или $\varphi_п = 0{,}773$ радиана.

Воспользовавшись уравнениями (9-4), (9-5) и (9-10), можно рассчитать зависимость вращающего момента от угла поворота. На графике рис. 9-9,*б* приведены расчетные и экспериментальные кривые моментов для двух значений н. с., равных 1 000 *а* и 1 500 *а*. Для случая $\Theta_0 = 1\,000$ *а* измерение вращающего момента сделано при движении якоря как в сторону возрастания, так и в сторону убывания φ, для $\Theta_0 = 1\,500$ *а* — только в сторону возрастания. Эти данные наглядно показывают влияние магнитного гистерезиса. Расчетные кривые достаточно хорошо согласуются с опытными. Некоторое расхождение в области больших углов объясняется влиянием насыщения и наличием магнитного потока выпучивания, которое не учитывалось при расчете. На рис. 9-9,*в* показаны экспериментально измеренные величины проводимости: двух воздушных зазоров G_0, проводимости рассеяния G_s и суммарной эквивалентной проводимости ΣG.

2. Электромагнит, якорь которого имеет два зуба, образующих переменные воздушные зазоры с уступом [Л. 9-1]. Магнитопровод и якорь в этом случае, как и в предыдущем, выполнены шихтованными из кремнистой стали. Магнитопровод имеет ту же конфигурацию, что и у рассмотренного элек-

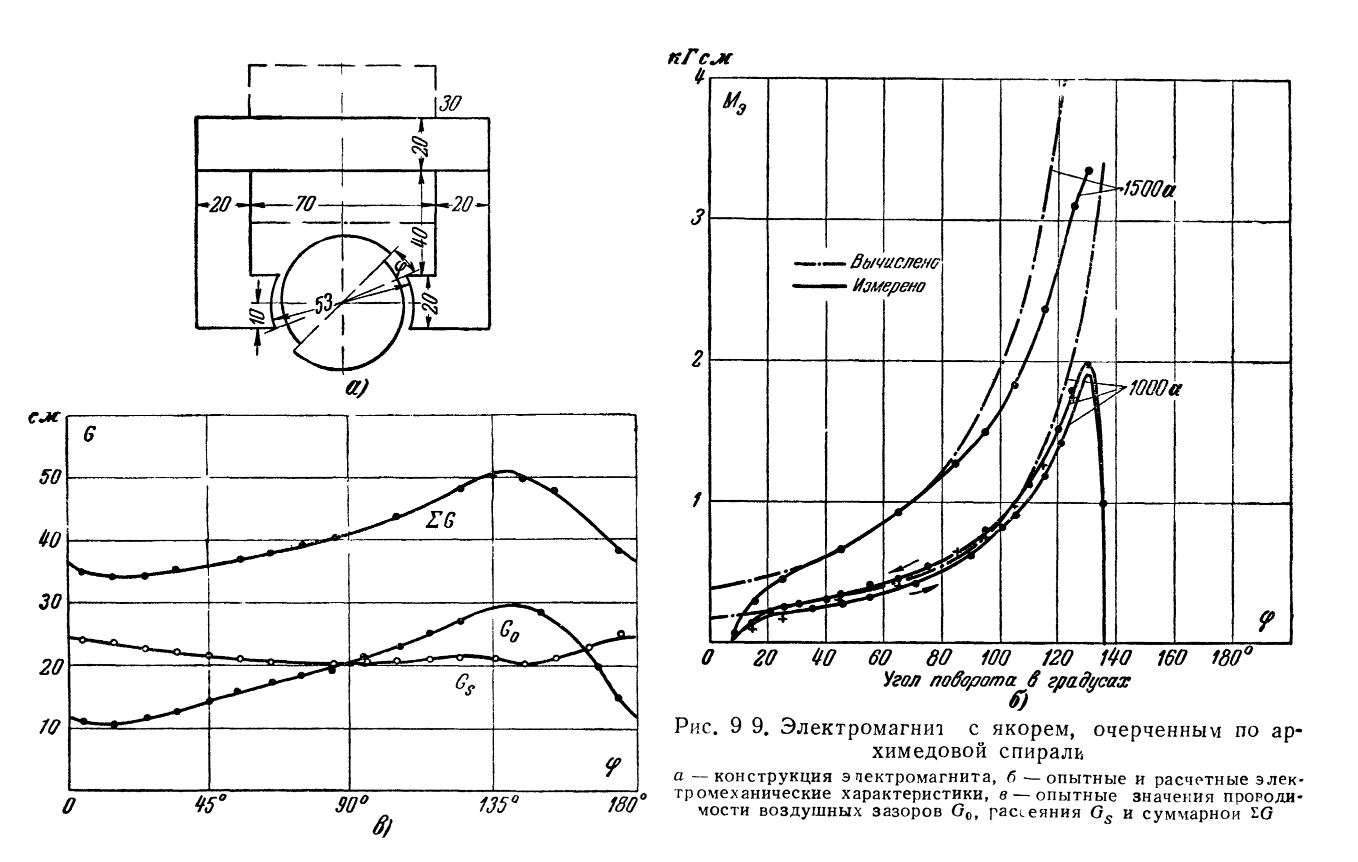


Рис. 9 9. Электромагнит с якорем, очерченным по архимедовой спирали

а — конструкция электромагнита, *б* — опытные и расчетные электромеханические характеристики, *в* — опытные значения проводимости воздушных зазоров G_0, рассеяния G_S и суммарной ΣG

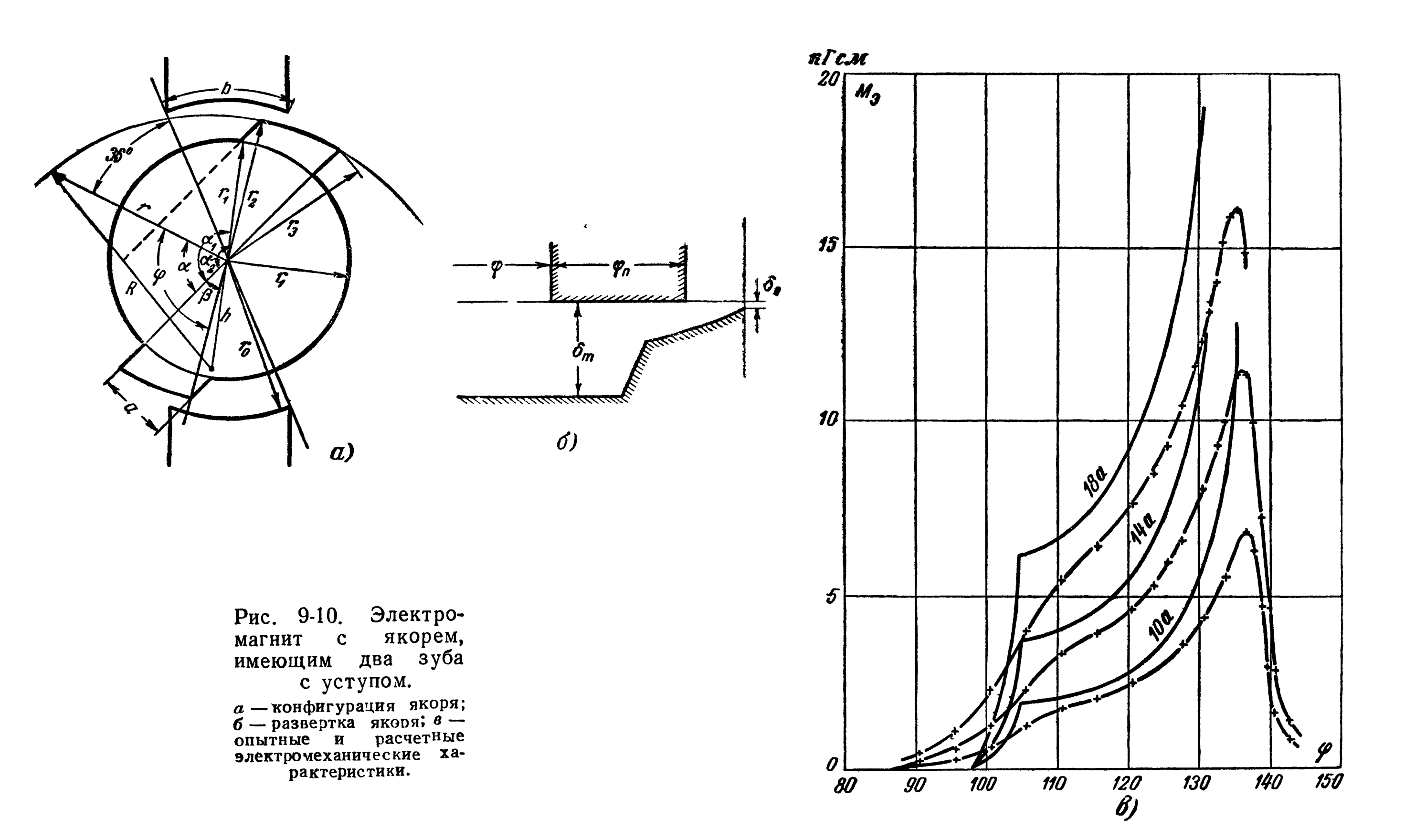


Рис. 9-10. Электромагнит с якорем, имеющим два зуба с уступом.

а — конфигурация якоря; *б* — развертка якоря; *в* — опытные и расчетные электромеханические характеристики.

тромагнита; толщина пакета и ширина ярма несколько увеличены для снижения индукции. Размеры, определяющие форму якоря (рис. 9-10,*а*), равны: $r_1=20$ *мм*, $r_2=24$ *мм*, $r_3=26$ *мм*, $a=12{,}3$ *мм*, $R=42{,}6$ *мм*, $h=18{,}6$ *мм* и $\beta=35{,}7°$, $\alpha_1=142°$, $\alpha_2=149°$, $\alpha_3=\pi$. Тогда конфигурация его определяется следующими зависимостями:

при $0<\alpha<\alpha_1$

$$r=r_1;$$

при $\alpha_1<\alpha<\alpha_2$

$$r=\frac{a}{\sin\alpha};$$

при $\alpha_2<\alpha<\alpha_3$

$$r=h\cos(\beta+\alpha)+\sqrt{R^2-h^2\sin^2(\beta+\alpha)}.$$

Чертеж развертки якоря и полюса, построенный с учетом этих зависимостей (рис. 9-10,*б*), показывает, что в данном случае закон изменения воздушного зазора приближается к параболическому. Электромагнит имел обмотку, состоящую из 150 витков провода диаметром 2 *мм*.

Экспериментальные кривые зависимости вращающего момента от угла поворота для токов в обмотке 18, 14 и 10 *а* приведены на рис. 9-10,*в*. Они отмечены крестиками. Для сравнения сплошными линиями там нанесены также расчетные кривые. В пределах угла поворота до 103° измеренные величины лежат выше расчетных, что объясняется наличием магнитного потока выпучивания, идущего на боковую плоскость зуба. Для остального диапазона опытные кривые идут ниже расчетных, что может быть объяснено влиянием падения магнитного потенциала в магнитопроводе, которое при расчете не учитывалось, а для углов, превышающих 130°, — тормозным влиянием второй боковой плоскости, ограничивающей зуб

3. Электромагнит, якорь которого имеет два зуба с дополнительными выступами по краям.

Чертеж магнитной системы этого электромагнита приведен на рис. 9-11,*а*, а конфигурация якоря показана на рис. 9-11,*б*. Якорь имеет боковую поверхность, которая выражается следующими уравнениями:

при $0<\alpha<\alpha_1$

$$r=r_1;$$

при $\alpha_1<\alpha<\alpha_2$

$$r=h\cos(\beta+\alpha)+\sqrt{R^2-h^2\sin^2(\beta+\alpha)};$$

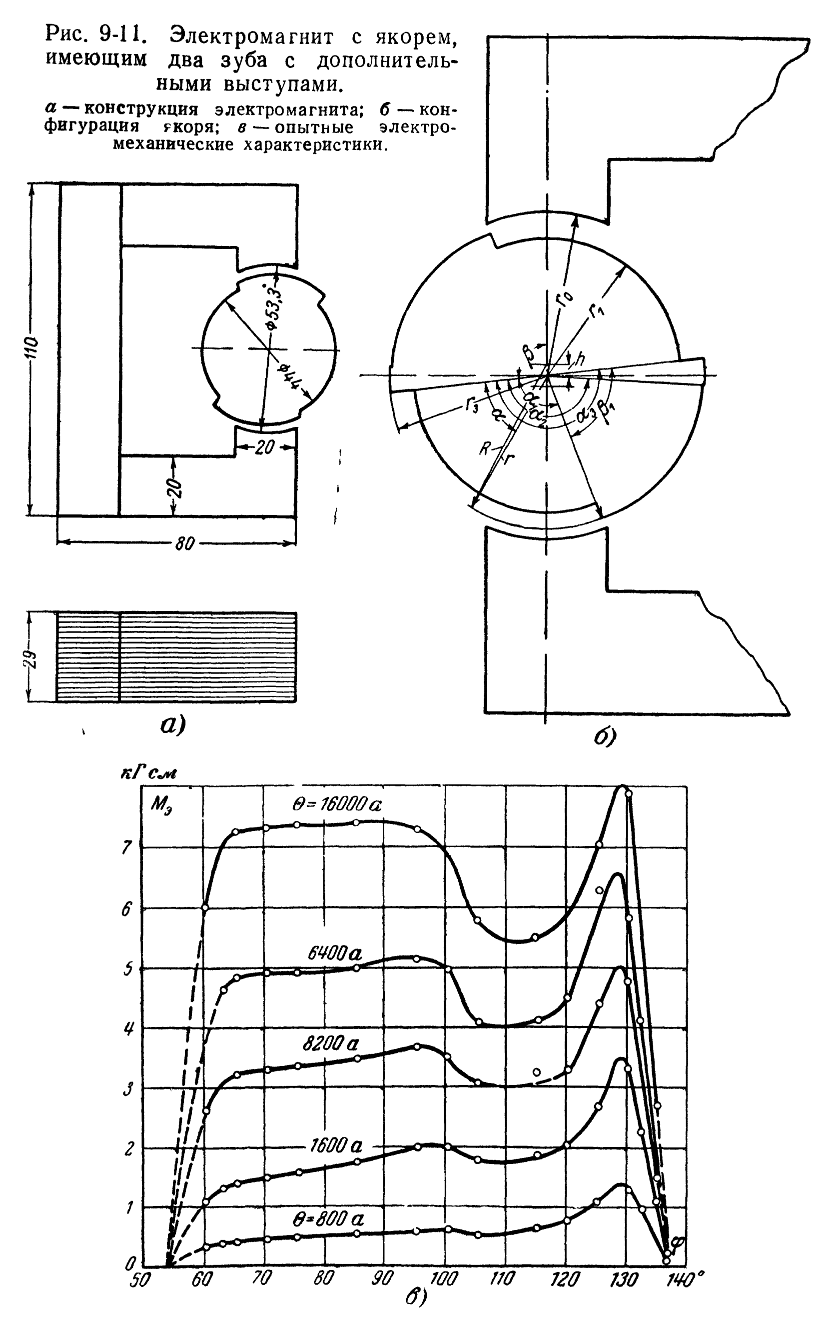


Рис. 9-11. Электромагнит с якорем, имеющим два зуба с дополнительными выступами.

а — конструкция электромагнита; *б* — конфигурация якоря; *в* — опытные электромеханические характеристики.

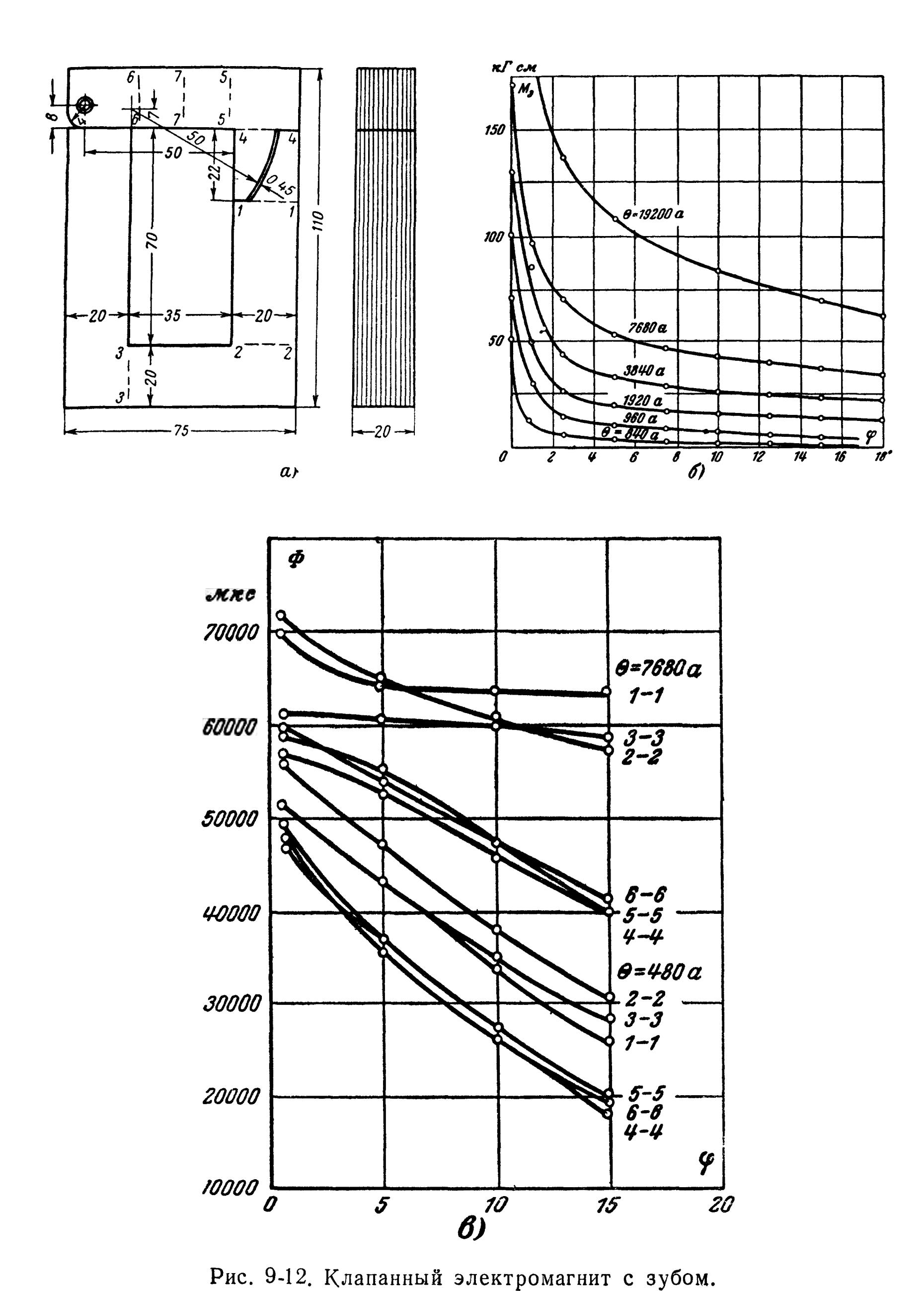


Рис. 9-12. Клапанный электромагнит с зубом.

а — конструкция электромагнита; *б* — опытные электромеханические характеристики; *в* — значения магнитного потока в различных сечениях магнитопровода.

при $\alpha_2 < \alpha < \alpha_3$

$$r = r_3.$$

Здесь:

$$r_1 = 22\ мм;\quad r_2 = 24{,}6\ мм;\quad r_3 = 26{,}1\ мм;\quad r_0 = 26{,}5\ мм;$$

$$h = 1{,}5\ мм;\ R = 26{,}1\ мм;\ \beta_1 = 74^\circ;\ \beta = 95^\circ,$$

$$\alpha_1 = 106^\circ;\ \alpha_2 = 171^\circ;\ \alpha_3 = 180^\circ.$$

Электромагнит имел обмотку, содержащую 160 витков. Магнитная система шихтованная из электротехнической стали.

На рис. 9-11,*в* приведены экспериментальные кривые зависимости вращающего момента от угла поворота φ. Эти кривые характеризуются достаточно большим участком, на протяжении которого вращающий момент изменяется незначительно. При больших значениях н. с., когда имеет место насыщение, по мере роста угла поворота наблюдается провал характеристики момента. Дополнительный выступ зуба якоря определяет некоторое возрастание момента в конце хода якоря.

4. Клапанный электромагнит с зубом показан на рис. 9-12,*а*. Зуб якоря и соответствующая часть сердечника описаны круговыми цилиндрическими поверхностями. Кроме того, они имеют две плоские площадки, которые с одной стороны предотвращают заклинивание якоря, а с другой создают возрастание силы в конце хода. На рис. 9-12,*б* и 9-12,*в* приведены кривые величины вращающего момента, действующего на якорь в функции угла поворота якоря, отсчитываемого от притянутого положения. Кривые даны для различных значений н. с. На рис. 9-12,*в* приведены кривые изменения магнитного потока (для двух значений н. с. обмотки) в различных частях реле (в соответствии с расположением измерительных обмоток, показанных цифрами на рис. 9-12,*а*).

ЛИТЕРАТУРА

9-1. Яссе Э., Электромагниты, ОНТИ, 1934.

9-2. Пономаренко В. К., Расчет формы полюсов динамометрических индукционных и электромагнитных реле, «Автоматика и телемеханика», 1941, № 2.

9-3. Смирнов В. И., Курс высшей математики, Гостехиздат, 1948.

9-4. Буйлов А. Я., Основы электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, 1946.

9-5. Шорыгин А. В., Расчет моментов электромагнитных реле, «Электричество», 1935, № 6.

9-6. Шорыгин А. В., Расчет клапанного электромагнита с зубом, «Автоматика и телемеханика», 1940, № 3

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ

10-1. Общие сведения

В ряде случаев практического применения электромагнитов требуется, чтобы время их срабатывания было возможно меньшим, т. е. чтобы они имели максимальное быстродействие.

Быстродействующие электромагниты применяются в самых различных случаях: для реле защиты, автоматики и контроля; для привода быстродействующих автоматических воздушных выключателей; для использования в электромеханических отбойных молотках, вибраторах и т. п.

В зависимости от области применения и назначения быстродействующего электромагнита время его срабатывания колеблется от единиц до десятков миллисекунд.

Получение увеличенной скорости срабатывания может быть достигнуто двумя путями:

1) когда требующаяся скорость срабатывания обеспечивается самим электромагнитом, конструктивные и расчетные параметры которого обеспечивают быстродействие;

2) когда необходимую скорость срабатывания получают благодаря применению специальных схем, в то время как используемый при этом электромагнит сам по себе не является быстродействующим.

Большое применение в качестве быстродействующего привода находят поляризованные электромагниты.

Как было показано в гл. 1, на скорость срабатывания непосредственно влияют основные параметры электромагнитов, их конструктивное выполнение и материал магнитной цепи. В быстродействующих электромагнитах наличие короткозамкнутых обмоток, металлических каркасов катушки и любых других путей для прохождения вихревых

токов, образованных металлическими деталями электромагнитов, является недопустимым, так как влечет за собой увеличение его времени срабатывания.

При разработке конструкции магнитопровода электромагнита должны быть приняты меры, направленные к уменьшению влияния вихревых токов, которые противодействуют намагничиванию и размагничиванию стали магнитопровода и этим замедляют действие электромагнита. Целесообразно применять такие сорта стали, которые имеют меньший остаточный магнетизм.

Наиболее часто детали магнитопроводов быстродействующих электромагнитов выполняют из магнитных материалов с высоким удельным электрическим сопротивлением (от $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ до $6 \cdot 10^{-5}$ *ом · см*), к которым относятся стали с примесью кремния (обычно около 4% Si). В некоторых случаях применяют никелевые стали (примерно с 50% содержанием никеля). Эти сплавы имеют высокую проницаемость и высокое удельное электрическое сопротивление.

Для снижения влияния вихревых токов часто магнитопроводы быстродействующих электромагнитов выполняют шихтованными, состоящими из отдельных стальных листов, изолированных друг от друга. Если это неудобно с конструктивной точки зрения (например, в электромагнитах клапанного типа с внешним якорем), то стремятся применять возможно более тонкие якоря, а в сердечниках делают специальные проточки для увеличения длины пути и повышения сопротивления вихревым токам. Следует также обращать внимание на трение в осях и опорах якоря, которое должно быть по возможности уменьшено.

Кроме того, для быстродействующих электромагнитов характерным является такой выбор параметров, при которых тяговая сила электромагнита при начальном зазоре и установившемся токе в несколько раз превосходит противодействующую силу.

Все эти вопросы относятся к общим принципам конструирования быстродействующих электромагнитов.

10-2. Динамические процессы в быстродействующих электромагнитах

В гл. 1 были рассмотрены общие вопросы, связанные с переходными процессами, при включении электромагнитов. Для быстродействующих электромагнитов характер-

ными являются такие особенности работы, которые заставляют рассматривать вопросы их динамики более подробно.

Рассмотрим вначале идеальный случай, характеризующийся следующими допущениями: активное сопротивление обмотки равно нулю, магнитопровод не насыщен и выполнен из шихтованной стали (явлением гистерезиса пренебрегаем), противодействующие усилия по сравнению с электромагнитными настолько малы, что ими также можно пренебречь. Кроме того, в первом приближении не учитываем рассеяния и выпучивание линий магнитной индукции в рабочем зазоре. В дальнейшем все эти допущения будут оценены и при необходимости приняты во внимание.

При указанных допущениях уравнения динамики [Л. 10-1] записываются в следующем виде:

$$\frac{d\Phi}{dt} = k_1 U: \qquad (10\text{-}1)$$

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = k_2 \Phi^2: \qquad (10\text{-}2)$$

$$i = k_3 (\delta_н - s)\, \Phi, \qquad (10\text{-}3)$$

где U — напряжение источника питания;

$\delta_н$ — начальный зазор;

s — путь, пройденный якорем;

k_1, k_2, k_3 — постоянные коэффициенты.

Уравнение (10-1) получено при условии, что можно пренебречь падением напряжения в активном сопротивлении. Уравнение (10-2) выводится из формулы Максвелла для электромагнитной силы. Наконец, уравнение (10-3) связывает намагничивающий ток с потоком и изменяющимся при перемещении якоря магнитным сопротивлением рабочего воздушного промежутка.

Решив совместно эти уравнения, получим:

$$\Phi = kt; \qquad (10\text{-}4)$$

$$s = qt^4; \qquad (10\text{-}5)$$

$$i = \alpha t - \beta t,^5, \qquad (10\text{-}6)$$

где k, q, α, β — постоянные коэффициенты.

Уравнения (10-4), (10-5) и (10-6) представлены в виде графиков на рис. 10-1. Как видно, путь s возрастает пропорционально четвертой степени времени, а поток — ли-

нейно. Ток i достигает максимума при $t=\sqrt[4]{\frac{\alpha}{5\beta}}$, при этом максимальное значение, определенное из уравнения (10-6), равно

$$I_m=\frac{4}{5}\alpha\sqrt[4]{\frac{\alpha}{5\beta}}. \qquad (10\text{-}7)$$

Время притяжения якоря

$$t_{ср}=\sqrt[4]{\frac{\alpha}{\beta}}. \qquad (10\text{-}8)$$

Подставив в уравнения (10-7) и (10-8) значения коэффициентов α и β и произведя соответствующие преобразования, получим:

$$I_m=\frac{4}{5}\cdot\frac{10^8\delta_н U}{4\pi w^3}\sqrt[4]{\frac{12w^2\delta_н m}{5k_2U^2}}; \qquad (10\text{-}7а)$$

$$t_{ср}=\sqrt[4]{\frac{12w^2\delta_н m}{k_2U^2}}. \qquad (10\text{-}8а)$$

Как видно из уравнения (10-7а), максимальное значение тока в обмотке электромагнита пропорционально корню квадратному из напряжения U, корню четвертой степени из массы движущихся частей m и полному ходу якоря $\delta_н$ в степени $^5/_4$.

Полное время движения, как следует из уравнения (10-8а), прямо пропорционально корню четвертой степени из произведения массы движущихся частей на путь якоря и обратно пропорционально корню квадратному из напряжения

Рис. 10-1. Кривые изменения потока, тока и воздушного зазора от времени при движении якоря электромагнита

Анализ уравнений (10-7а) и (10-8а) для двух различных напряжений U_1 и U_2 дает следующие соотношения между максимальными значениями токов в обмотках и временами движения якоря:

$$\frac{I_{m1}}{I_{m2}}=\sqrt{\frac{U_1}{U_2}}; \qquad (10\text{-}9)$$

$$\frac{t_{ср1}}{t_{ср2}}=\sqrt{\frac{U_2}{U_1}}. \qquad (10\text{-}10)$$

Отсюда следует, что

$$I_{m1}t_{ср1} = I_{m2}t_{ср2} = \text{const}, \qquad (10\text{-}11)$$

т. е. произведение времени срабатывания на максимальное значение тока является величиной постоянной для данного электромагнита.

В уравнении (10-8а) коэффициент k_2 может быть выражен через параметры воздушного рабочего зазора. Для электромагнитов с одним рабочим зазором (например, втяжные электромагниты с сердечником, имеющим плоский конец)

$$k_2 = \frac{1}{2\mu_0 S_я}, \qquad (10\text{-}12)$$

где $S_я$ — площадь якоря электромагнита.

Для электромагнитов Ш-образного типа

$$k_2 = \frac{1}{\mu_0 S_с}, \qquad (10\text{-}13)$$

где $S_с$ — площадь сечения среднего сердечника.

Подставив значения k_2 в (10-8а), получим:
для втяжных электромагнитов

$$t_{ср} = \sqrt[4]{\frac{24\mu_0 S_я \delta_н m w^2}{U^2}}; \qquad (10\text{-}14)$$

для Ш-образных

$$t_{ср} = \sqrt[4]{\frac{12\mu_0 S_с \delta_н m w^2}{U^2}}. \qquad (10\text{-}15)$$

Так как индуктивность у электромагнита втяжного типа для начального зазора равна

$$L_н = \frac{\mu_0 S_я}{\delta_н} w^2,$$

а для Ш-образного

$$L_н = \frac{\mu_0 S_с}{2\delta_н} w^2,$$

то уравнения (10-14) и (10-15) могут быть записаны в следующем виде:

$$t_{ср} = \sqrt[4]{\frac{24 L_н \delta_н^2 m}{U^2}}. \qquad (10\text{-}16)$$

Полученное выражение дает возможность вычислять время срабатывания электромагнитов при принятых допущениях, которые в известной степени соответствуют действительности в быстродействующих электромагнитах. Для того чтобы получить возможность учесть ряд факторов, которыми пренебрегали при выводе уравнения (10-16), можно поступить [Л. 10-1, 2, 3] следующим путем. Учет влияния рассеяния и выпучивания можно произвести путем введения в уравнения (10-2) и (10-3) поправочного коэффициента. Для того чтобы найти значение этого коэффициента, рассчитывают для начального зазора магнитную цепь с учетом потоков рассеяния и выпучивания и определяют поток, проходящий через рабочий воздушный зазор. Отношение этого потока к потоку, рассчитанному без учета рассеяния и выпучивания, определит искомый поправочный коэффициент σ. Этот коэффициент может считаться неизменным при движении якоря, так как в течение большей части времени скорость движения якоря весьма мала.

Если нежелательно пренебрегать активным сопротивлением обмотки, необходимо учесть его в уравнении (10-1).

Таким образом, исходные уравнения динамики с учетом рассеяния, выпучивания в рабочем зазоре и активного сопротивления обмотки примут следующий вид:

$$\frac{d\Phi}{dt}=k_1(U-iR); \qquad (10\text{-}17)$$

$$\frac{d^2s}{dt^2}=\sigma^2k_2\Phi^2; \qquad (10\text{-}18)$$

$$i=k_3\sigma(\delta_н-s)\Phi. \qquad (10\text{-}19)$$

Так как точное аналитическое решение этих уравнений с учетом активного сопротивления невозможно, предлагается [Л. 10-1] приближенное решение, основанное на том, что падение напряжения в активном сопротивлении обмотки принимают равным постоянной величине $i_{ср}R$, где

$$i_{ср}=\frac{1}{t_{ср}}\int\limits_0^{t_{ср}} idt.$$

Тогда уравнение (10-17) примет вид:

$$\frac{d\Phi}{dt}=k_1e_{ср} \qquad (10\text{-}17а)$$

и система уравнений решится так же, как и уравнений (10-1), (10-2), (10-3).

Средняя электродвижущая сила $e_{ср}$ определяется по уравнению:

$$e_{ср} = U - i_{ср}R = U - k_m I''_m R, \qquad (10\text{-}20)$$

где k_m — расчетный коэффициент;

I''_m — максимальное значение тока с учетом активного сопротивления обмотки.

$$k_m = f\left(\frac{I'_m}{I_у}\right),$$

где I'_m — максимальное значение тока без учета активного сопротивления, которое может быть определено по формуле (10-7а);

$I_у$ — установившееся значение тока.

Значение расчетного коэффициента k_m может быть определено по кривой, приведенной на рис. 10-2.

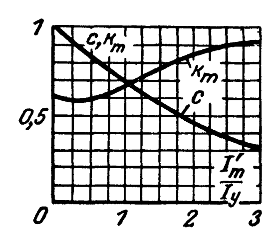


Рис. 10-2. Кривые расчетных коэффициентов для расчета времени срабатывания с учетом активного сопротивления обмотки.

Для того чтобы найти I''_m, можно также воспользоваться расчетным коэффициентом [Л. 10-1], представляющим собой отношение максимальных токов с учетом и без учета активного сопротивления:

$$c = \frac{I''_m}{I'_m}.$$

Расчетный коэффициент c приведен также на рис. 10-2 в виде графика $c = f_1\left(\frac{I'_m}{I_у}\right)$. Он тоже является функцией отношения максимального тока (без учета активного сопротивления) к установившемуся току.

Таким образом, для случая, когда необходимо учитывать активное сопротивление обмотки электромагнита, а также рассеяние и выпучивание, можно пользоваться уравнением, полученным аналогично уравнению (10-16), в котором рассеяние и выпучивание будут учтены коэффициентом σ. Чтобы учесть активное сопротивление, нужно подставлять вместо U величину $e_{ср}$, найденную по извест-

ным величинам $I_у = \frac{U}{R}$ и I''_m (определяют по формуле 10-7а) с помощью расчетных графиков рис. 10-2. В этом случае получаем следующее уравнение для определения времени срабатывания:

$$t_{ср} = \sqrt[4]{\frac{24L_н\delta_н^2 m}{\sigma^2 e_{ср}^2}}. \qquad (10\text{-}21)$$

Таким образом, уравнение (10-21) будет учитывать все факторы, кроме насыщения стали и сил, противодействующих движению якоря. Экспериментальная проверка рассмотренного метода на быстродействующих электромагнитах показала [Л. 10-4], что им можно пользоваться с достаточной точностью во всех случаях, когда противодействующая сила составляет не более 25—30% от максимальной электромагнитой силы, соответствующей начальному зазору и установившемуся значению тока. Это соответствует коэффициенту запаса, равному двум или более. В быстродействующих электромагнитах коэффициент запаса берут в пределах от 1,5 до 3.

10-3. Влияние основных параметров электромагнитов на их быстродействие

В гл. 1 был произведен общий анализ зависимости времени трогания и времени движения от некоторых параметров электромагнитов. На основании этих материалов можно сделать выводы и о влиянии основных параметров быстродействующих электромагнитов на их время срабатывания. Представляют интерес экспериментальные данные [Л. 10-4], представленные в виде осциллограмм изменения тока в обмотке быстродействующего электромагнита во времени (рис. 10-3,*а*, *б*, *в*).

На рис. 10-3,*а* приведена осциллограмма изменения тока во времени для обмоток быстродействующего электромагнита с постоянным числом витков w, к которой подводилось неизменное по величине напряжение U.

Активное сопротивление обмоток при этом было различным. Как видно из осциллограммы, чем меньше активное сопротивление имеет обмотка, тем меньше время срабатывания электромагнита.

На рис. 10-3,*б* показана осциллограмма, снятая на быстродействующем электромагните, обмотка которого имела неизменное активное сопротивление и число витков.

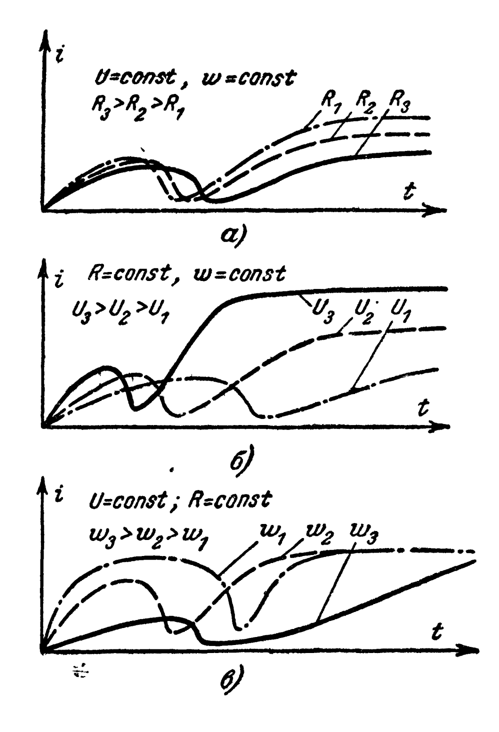


Рис. 10-3. Осциллограммы изменения тока во времени при включении быстродействующего электромагнита.

а — при постоянном напряжении и числе витков обмоток электромагнита и разном активном сопротивлении; *б* — при постоянном сопротивлении и числе витков обмотки и разном подведенном напряжении; *в* — при постоянном напряжении и активном сопротивлении обмоток и разном числе витков.

Осциллограммы снимались для трех значений напряжения, подведенных к обмотке, причем чем большее значение имело напряжение, тем меньше получалось время срабатывания. При снятии осциллограмм (рис. 10-3,*в*) напряжение и сопротивление обмоток быстродействующего электромагнита оставалось неизменным, а число витков менялось.

Как видно из приведенных осциллограмм, имеется оптимальное число витков w_2, при котором время срабатывания получается минимальным. Для выяснения сущности этого явления обратимся к уравнению для времени трогания, полученному для ненасыщенных электромагнитов в гл. 1:

$$t_{тр}=T_э \ln \frac{I_у}{I_у-i_{тр}}.$$

В момент трогания якоря электромагнитная сила $F_э$ равна противодействующей силе $F_п$. Выразив электромагнитную силу для электромагнита с ненасыщенной магнитной цепью и равномерным полем в рабочем зазоре через индуктивность при отпущенном якоре $L_н$, получим:

$$F_э=-\frac{1}{2}i^2\frac{dL_н}{d\delta},$$

где

$$L_н=\frac{\mu_0 S_я w^2}{\delta_н}.$$

В момент трогания

$$i_{тр}=\sqrt{\frac{2F_п\delta_н}{L_н}}.$$

Подставив выражение для $i_{тр}$ в исходное уравнение, получим:

$$t_{тр}=\frac{L_н}{R}\ln\frac{I_у}{I_у-\sqrt{\frac{2F_п\delta_н}{L_н}}}, \qquad (10\text{-}22)$$

где $I_у$ — установившееся значение тока;
$F_п$ — противодействующая сила;
δ — начальный зазор.

Как видно из этого уравнения, при значении индуктивности, равном

$$L_н=\frac{2F_п\delta_н}{I_у^2}, \qquad (10\text{-}23)$$

время трогания равно бесконечности. При $L_н=\infty$ после раскрытия неопределенности оказывается, что оно также обращается в бесконечность. Взяв производную от времени трогания по индуктивности и приравняв ее нулю [Л. 10-4], получим оптимальное значение индуктивности, при котором время трогания будет минимальным:

$$(L_{тр})_{опт}=\frac{3,9F_п\delta_н}{I_у^2}. \qquad (10\text{-}24)$$

Значение минимального времени трогания можно получить, подставив выражение для $(L_{тр})_{опт}$ в уравнение (10-22):

$$(t_{тр})_{мин}=\frac{4,9F_п\delta_н}{UI_у}. \qquad (10\text{-}25)$$

Таким образом, при заданных начальном рабочем зазоре и сечении якоря действительно существует оптимальное число витков катушки электромагнита, при котором время трогания будет минимальным, как это и следует из рис. 10-3,*в*.

Если подставить значение оптимальной индуктивности в выражение для тока трогания, получим:

$$i_{\text{тр}}=\sqrt{\frac{\frac{2F_{\text{п}}\delta_{\text{н}}}{3,9F_{\text{п}}\delta_{\text{н}}}}{I_{\text{у}}^2}}=0,714I_{\text{у}}, \qquad (11\text{-}26)$$

т. е. найденной оптимальной индуктивности соответствует определенное соотношение между током трогания и установившимся током.

Воспользовавшись уравнением для времени движения [Л. 10-4], полученным из рассмотрения уравнений динамики для электромагнитов с ненасыщенной магнитной цепью и равномерным полем в рабочем зазоре:

$$t_{\text{дв}}=\sqrt[3]{\frac{3\delta_{\text{н}}m}{U\sqrt{\frac{F_{\text{п}}}{2\delta_{\text{н}}L_{\text{н}}}-R\frac{F_{\text{п}}}{L_{\text{н}}}}}},$$

можно аналогично тому, как это было для времени трогания, получить оптимальную индуктивность для времени движения. Для этого нужно взять производную от времени движения по $L_{\text{н}}$ и приравнять ее нулю. Оптимальная индуктивность для минимального времени движения

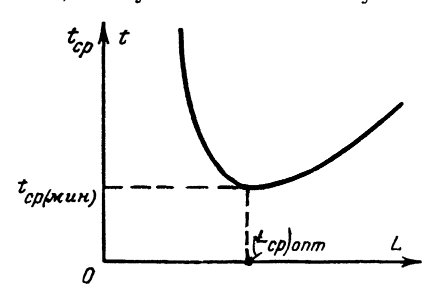


Рис 10-4. Зависимость времени срабатывания электромагнита от индуктивности.

$$(L_{\text{дв}})_{\text{опт}}=\frac{8F_{\text{п}}\delta_{\text{н}}}{I_{\text{у}}^2} \qquad (10\text{-}27)$$

зависит от тех же параметров, что и для времени трогания (уравнение 10-24). Подставив уравнение (10-27) в выражение для времени движения, получим минимальное время движения при оптимальной индуктивности:

$$(t_{\text{дв}})_{\text{мин}}=\sqrt[3]{\frac{24\delta_{\text{н}}^2m}{UI_{\text{у}}}}. \qquad (10\text{-}28)$$

Так как значения оптимальной индуктивности для процесса трогания (уравнение 10-24) и процесса движения

(уравнение 10-27) отличаются всего в два раза, можно считать, что полное время срабатывания будет минимальным (рис. 10-4), если взять среднее значение индуктивности:

$$(L_{\text{ср}})_{\text{опт}} = \frac{6F_{\text{п}}\delta_{\text{н}}}{I_{\text{у}}^2}. \qquad (10\text{-}29)$$

10-4. Влияние вихревых токов на время срабатывания быстродействующих электромагнитов

Для увеличения быстродействия электромагнита необходимо принять меры к возможному ослаблению вихревых токов. При этом необходимо, как уже указывалось, обращать особое внимание на то, чтобы стальные части были расслоенными, а заклепки, проходящие через магнитопровод, не создавали для вихревых токов замкнутых контуров. Целесообразно по возможности производить скрепление магнитопроводов при помощи винтовых зажимов.

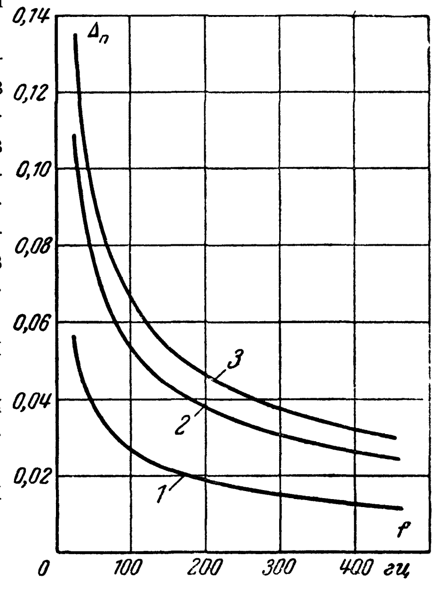


Рис. 10-5. Зависимость глубины проникновения от частоты изменения потока.

Кривая 1 — сталь Э, $\rho = 10{,}5 \cdot 10^{-6}$ *ом·см*, $\mu = 3\,500$; кривая 2 — сталь Э-21, $\rho = 42 \times 10^{-6}$ *ом·см*, $\mu = 3\,500$; кривая 3 — сталь Э-41, $\rho = 63 \cdot 10^{-6}$ *ом·см*, $\mu = 3\,500$

В случае применения массивных частей магнитопровода они должны иметь достаточное количество прорезей, пересекающих пути вихревых токов. Кроме того, целесообразно применять высококремнистую сталь, имеющую значительное удельное электрическое сопротивление.

В быстродействующих электромагнитах желательно, чтобы толщина листов стали не превосходила двойной глубины проникновения переменного магнитного потока. Глубина проникновения определяется, как толщина поверхностного слоя стали, который при постоян-

ной величине индукции, равной индукции на поверхности, будет иметь такой же общий поток, какой существует в действительности во всем сечении стали.

Чтобы получить некоторое представление о глубине проникновения, можно обратиться к кривым, приведенным на рис. 10-5, изображающим зависимость глубины проникновения $\Delta_п$ от частоты переменного потока для нескольких сортов стали.

Следует оговориться, что эти кривые относятся к случаю периодического синусоидального переменного магнитного потока, изменяющегося с частотой f *гц*. В нашем случае имеет место, как правило, апериодический процесс. Поэтому приведенные данные могут дать лишь ориентировочный результат. Их можно использовать, например, разлагая действительную кривую изменения магнитного потока на гармонические составляющие.

Сами кривые дают для глубины проникновения периодического потока несколько заниженный результат, так как они подсчитаны по уравнению:

$$\Delta_п = 5\,000\sqrt{\frac{\rho}{\mu f}}\ [см], \qquad (10\text{-}30)$$

где ρ — удельное сопротивление, *ом·см*;

μ — среднее значение относительной магнитной проницаемости по основной кривой намагничивания;

f — частота, *гц*.

В действительности проницаемость в каждый момент времени равна дифференциальной проницаемости. В момент больших значений циклически меняющейся индукции некоторую часть цикла рабочая точка будет находиться на пологом участке петли гистерезиса, где проницаемость низка; это приведет к уменьшению среднего значения проницаемости и к увеличению глубины проникновения. Поэтому, если построить кривую значений мгновенно действующей проницаемости, полученной путем проведения касательной к кривой цикла гистерезиса для мгновенных значений индукции, то при определении глубины проникновения можно получить, пользуясь уравнением (10-30), более правильные значения.

В тех случаях, когда по конструктивным соображениям желательно иметь по возможности более толстые пластины, можно увеличить глубину проникновения потока путем уменьшения магнитной проницаемости, создавая большее

насыщение. Однако при этом, естественно, увеличится необходимая н. с. При выполнении перечисленных мер для предотвращения замедления изменения потока в быстродействующем электромагните влияние вихревых токов на время срабатывания, как правило, можно не учитывать.

В некоторых случаях, по конструктивным, производственным или иным соображениям детали магнитопровода все же выполняются массивными. Тогда влияние вихревых токов на переходный процесс может быть учтено следующим образом.

Для случая мгновенного возникновения поля, пренебрегая высшими гармониками, можно получить выражение для магнитного потока, проходящего по сердечнику круглой формы:

$$\Phi = \Phi_у \left(1 - 0{,}69 e^{-\frac{t}{T_в}}\right), \qquad (10\text{-}31)$$

где $\Phi_у$ — установившееся значение потока;

$T_в$ — постоянная времени нарастания потока.

$$T_в = \frac{l_c r_c^2 \mu_0}{5{,}8 \rho \delta_н}, \qquad (10\text{-}32)$$

где $l_с$ — длина сердечника;

$r_с$ — радиус сердечника;

ρ — удельное сопротивление материала сердечника;

$\delta_н$ — воздушный зазор при отпущенном якоре.

Если поверхность полюса $S_п$ больше сечения сердечника $S_с$, то в формулу (10-32) нужно подставлять величину приведенного воздушного зазора:

$$\delta_н' = \delta_н \frac{S_с}{S_п}. \qquad (10\text{-}33)$$

Из уравнения (10-31) находят формулу, выражающую увеличение времени трогания в электромагните со сплошным круглым сердечником:

$$\Delta t_в = T_в \ln \frac{0{,}69 \Phi_у}{\Phi_у - \Phi_{тр}} = T_в \ln \frac{0{,}69 I_у}{I_у - I_{тр}}. \qquad (10\text{-}34)$$

Аналогичным путем для сердечника прямоугольного сечения получим:

$$\Delta t_в' = T_в' \ln \frac{0{,}66 \Phi_у}{\Phi_у - \Phi_{тр}} = T_в' \ln \frac{0{,}66 I_у}{I_у - I_{тр}}, \qquad (10\text{-}35)$$

где постоянная времени нарастания потока

$$T_{в}'=\frac{l_{с}a^2b^2\mu_0}{\pi^2\rho\delta_{н}(a^2+b^2)}. \qquad (10\text{-}36)$$

В уравнении (10-36) $l_с$ — длина сердечника, a и b — размеры сторон прямоугольного сечения магнитопровода.

Таким образом, чтобы учесть влияние вихревых токов на время срабатывания быстродействующих электромагнитов, нужно к времени трогания, найденному без учета их влияния, добавить слагаемые, выражающиеся уравнениями (10-34) или (10-35) в зависимости от формы сечения магнитопровода.

10-5. Влияние параметров схем включения электромагнитов на их временные характеристики

Во многих случаях обмотки электромагнитов включаются не непосредственно на напряжение источника, а в различные схемы, в которых последовательно или параллельно с ними включаются добавочные сопротивления, индуктивности и т. п. Иногда используются специальные схемы для получения необходимого быстродействия.

Во всех этих случаях важно знать, как влияют параметры схем на время срабатывания электромагнитов и какими они должны быть для получения минимального времени срабатывания.

Рассмотрим наиболее распространенные схемы включения обмоток электромагнитов.

а) Если последовательно с обмоткой электромагнита, имеющей сопротивление R и самоиндукцию L, включено дополнительное сопротивление $R_д$ (рис. 10-6,*а*), то для процесса включения будет справедливо уравнение:

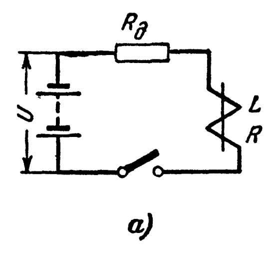
$$U=i(R+R_д)+L\frac{di}{dt}. \qquad (10\text{-}37)$$

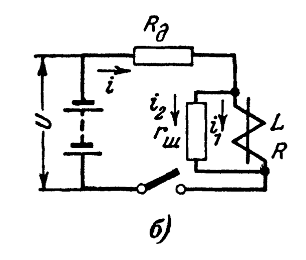
Решая это уравнение относительно i, получим:

$$i=\frac{U}{R+R_д}\left(1-e^{-\frac{R+R_д}{L}t}\right). \qquad (10\text{-}38)$$

Из уравнения (10-38) видно, что постоянная времени

$$T_э=\frac{L}{R+R_д}<\frac{L}{R}$$





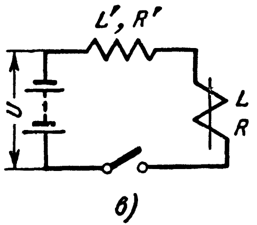


Рис. 10-6. Схемы включения обмоток электромагнитов.

а — с последовательно включенным дополнительным сопротивлением, *б* — с последовательно включенным дополнительным сопротивлением и шунтом; *в* — с последовательно включенной индуктивностью

меньше постоянной времени для случая, когда дополнительного сопротивления нет.

Решив уравнение (10-38) относительно времени, получим:

$$t_{тр} = T_э \ln \frac{I_у}{I_у - i_{тр}}, \qquad (10\text{-}39)$$

где $I_у$ — установившийся ток;

$i_{тр}$ — ток трогания.

$$I_у = \frac{U}{R + R_д}; \quad i_{тр} = \frac{U}{R + (R_д)_м}.$$

В уравнении для тока трогания $(R_д)_м$ — предельное добавочное сопротивление, при котором электромагнит еще может срабатывать. Подставив значения для $I_у$ и $i_{тр}$ в уравнение (10-39), после преобразований получим:

$$t_{тр} = \frac{L}{R + R_д} \ln \left(1 + \frac{R + R_д}{(R_д)_м - R_д} \right). \qquad (10\text{-}40)$$

Как видно из уравнения (10-40), выражение, стоящее под знаком логарифма, может получить разные значения в зависимости от величины сопротивления $R_д$. При увеличении дополнительного сопротивления $\ln \left(1 + \frac{R + R_д}{(R_д)_м - R_д} \right)$ увеличивается и при $R_д = (R_д)_м$ эта величина становится

бесконечно большой и, следовательно, время трогания электромагнита также становится равным бесконечности. Таким образом, при введении добавочного сопротивления в цепь электромагнита уменьшается постоянная времени, но увеличивается второй множитель в уравнении (10-40), и только расчет для конкретных параметров схемы может показать, будет ли электромагнит срабатывать быстрее или медленнее.

б) Если электромагнит, имеющий сопротивление R и индуктивность L, включен последовательно с дополнительным сопротивлением $R_д$, а параллельно его обмотке подключено сопротивление $r_ш$ (рис. 10-6,*б*), тогда для процесса включения будут справедливы уравнения:

$$U = i_1 R + L\frac{di_1}{dt} + R_д i; \tag{10-41}$$

$$r_ш i_2 = R i_1 + L\frac{di_1}{dt}; \tag{10-42}$$

$$i = i_1 + i_2. \tag{10-43}$$

Решив совместно полученные уравнения, имеем:

$$U = \left(R + R_д \frac{R + r_ш}{r_ш}\right) i_1 + L\left(1 + \frac{R_д}{r_ш}\right)\frac{di_1}{dt},$$

откуда

$$i_1 = \frac{U}{R_{эф}}\left(1 - e^{-\frac{t}{T_э}}\right), \tag{10-44}$$

где

$$R_{эф} = R\left(1 + \frac{R_д}{R} + \frac{R_д}{r_ш}\right)$$

и

$$T_э = \frac{L}{R}\,\frac{1 + \frac{R_д}{r_ш}}{1 + \frac{R_д}{R} + \frac{R_д}{r_ш}}.$$

Очевидно, что

$$\frac{U}{R_{эф}} < \frac{U}{R} \text{ и } T_э < \frac{L}{R}.$$

Кроме того, скорость нарастания тока

$$\left(\frac{di_1}{dt}\right)_{t=0}=\frac{U}{L\left(1+\frac{R_д}{r_ш}\right)}<\frac{U}{L}$$

будет меньше по сравнению со случаем прямого включения обмотки или включения ее через одно добавочное сопротивление.

Таким образом, при наличии дополнительного сопротивления $R_д$ всякий шунт увеличивает время срабатывания электромагнита по сравнению со временем срабатывания с одним дополнительным сопротивлением.

в) Если электромагнит, имеющий сопротивление R и индуктивность L, включается последовательно с какой-либо обмоткой с индуктивностью L' и сопротивлением R', то в процессе включения будет справедливо уравнение:

$$U=(R+R')\,i+(L+L')\frac{di}{dt}. \qquad (10\text{-}45)$$

Постоянная времени нарастания тока будет в этом случае равна:

$$T=\frac{L+L}{R+R'}. \qquad (10\text{-}46)$$

Если $\frac{L}{R}=\frac{L'}{R'}$, тогда постоянная времени будет такая же, как если бы электромагнит был включен без дополнительной обмотки.

Если $\frac{L}{R}>\frac{L'}{R'}$, тогда, обозначив $\frac{L}{R}-\frac{L'}{R'}=k$, получим:

$$L'=L\frac{R'}{R}-R'k.$$

Подставив в уравнение (10-46) значение L', получим после преобразований:

$$T=\frac{L}{R}-\frac{R'k}{R+R'}.$$

Как видно из последнего уравнения, постоянная времени для случая, когда $\frac{L}{R}>\frac{L'}{R'}$, получается меньше, чем при непосредственном подключении электромагнита к источнику напряжения, т. е. электромагнит будет срабатывать быстрее.

В том случае, когда $\frac{L}{R} < \frac{L'}{R'}$, получим увеличение постоянной времени нарастания тока, поэтому при включении обмотки быстродействующего электромагнита последовательно с индуктивностью нужно стремиться, чтобы $\frac{L}{R}$ было больше, чем $\frac{L'}{R'}$.

г) Если обмотку электромагнита, имеющего сопротивление R и индуктивность L, включить последовательно с сопротивлением $R_д$, шунтированным емкостью C (рис. 10-7), то для процесса включения будут справедливы следующие уравнения:

$$U = iR + R_д i_2 + L\frac{di}{dt}; \qquad (10\text{-}47)$$

$$U = iR + L\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\int i_1 dt, \qquad (10\text{-}48)$$

где

$$i = i_1 + i_2.$$

При установившемся режиме через конденсатор никакого тока протекать не будет и установившийся ток будет равен:

$$I_у = \frac{U}{R + R_д}. \qquad (10\text{-}49)$$

В зависимости от постоянных цепи [Л. 10-6] процесс изменения тока в обмотке электромагнита может протекать апериодически, если $(L + RR_дC)^2 > 4LR_дC\,(R + R_д)$, или периодически, если $(L + RR_дC)^2 < 4LR_дC\,(R + R_д)$.

В случае апериодического процесса решение уравнений (10-46) и (10-47) относительно тока в обмотке электромагнита будет:

$$i = D + B_1 e^{\lambda_1 t} + B_2 e^{\lambda_2 t}, \qquad (10\text{-}50)$$

где

$$\lambda_{1,2} = -\frac{L + RR_дC}{2LR_дC} \pm \sqrt{(L + RR_дC)^2 - 4LR_дC\,(R + R_д)}.$$

Постоянные интегрирования D, B_1 и B_2 определяются из граничных условий:

при $t = \infty$ $i = I_у$, откуда $D = I_у$;

при $t=0$ $i=0$, $U=L\frac{di}{dt}$ откуда

$$B_1=-\left[I_у+\frac{U+I_у\lambda_1 L}{L(\lambda_2-\lambda_1)}\right];\quad B_2=\frac{U+I_у\lambda_1 L}{L(\lambda_2-\lambda_1)}.$$

Подсгавив значения D, B_1 и B_2 в уравнение (10-50), получим:

$$i=I_у(1-e^{\lambda_1 t})+\frac{U+I_у\lambda_1 L}{L(\lambda_2-\lambda_1)}(e^{\lambda_2 t}-e^{\lambda_1 t}). \qquad (10\text{-}51)$$

Уравнение (10-51) дает закон изменения тока в обмотке электромагнита при апериодическом процессе.

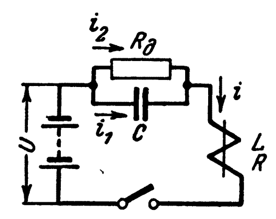


Рис. 10-7. Схема для убыстрения срабатывания электромагнита путем введения контура из сопротивления и емкости.

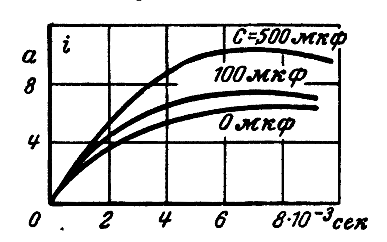


Рис. 10-8. Кривые изменения тока во времени при различных значениях емкости.

В случае периодического процесса при решении исходных уравнений получаем:

$$i=p+e^{pt}(B_3\sin\omega_0 t+B_4\cos\omega_0 t), \qquad (10\text{-}52)$$

где

$$p=\frac{L+RR_дC}{2LR_д};$$

$$\omega_0=\frac{1}{2LR_дC}\sqrt{4LR_дC(R+R_д)-(L+RR_дC)}.$$

Аналогично предыдущему определяем из тех же граничных условий постоянные D, B_3 и B_4:

$$D=I_у;\quad B_3=\frac{U}{\omega_0 L}+\frac{pI_у}{\omega_0};\quad B_4=-I_у.$$

Подставив значения D, B_3 и B_4 в уравнение (10-52), получим:

$$i=I_у+I_у e^{pt}\left[\left(\frac{U}{LI_у}+p\right)\frac{1}{\omega_0}\sin\omega_0 t-\cos\omega_0 t\right]. \qquad (10\text{-}53)$$

Уравнение (10-53) дает закон изменения тока в обмотке электромагнита при периодическом процессе.

Если емкость в цепи отсутствует, получаем схему, разобранную в пункте а), и ток определяется по уравнению (10-38).

Анализ полученных уравнений дает возможность прийти к выводу, что при периодическом процессе нарастания тока можно получить большее быстродействие. Кроме того, чем больше отношение $R_д/R$, тем меньше время трогания.

Чтобы показать, как влияет емкость в случае периодического процесса изменения тока, можно обратиться к кривым (рис. 10-8), полученным из уравнения (10-52) для электромагнита с $R=4$ *ом* и $L=0,04$ *гн* при $R_д=12$ *ом*. Как видно, при $C=0$ ток в обмотке электромагнита достигает величины 6 *а* через $5,3\cdot10^{-3}$ *сек*, при $C=100$ *мкф* — через $3,4\cdot10^{-3}$ *сек*, при $C=400$ *мкф* — через $2,5\cdot10^{-3}$ *сек*.

При этом следует иметь в виду, что при определенном значении емкости ее увеличение уже не будет приводить к дальнейшему убыстрению нарастания тока, а наоборот, может привести к увеличению времени срабатывания.

При заданных параметрах обмотки электромагнита каждой величине добавочного сопротивления $R_д$ соответствует свое наивыгоднейшее значение емкости конденсатора, при котором время срабатывания будет минимальным. причем с увеличением добавочного сопротивления значение наивыгоднейшей емкости уменьшается.

Для определения наивыгоднейшего значения емкости можно воспользоваться следующей формулой [Л. 10-8]:

$$C=\frac{L\cdot10^6}{R\cdot R_д},$$

где C — емкость, *мкф*;
L — индуктивность реле, *гн*;
R и $R_д$ — сопротивление обмотки электромагнита и добавочное сопротивление, *ом*.

д) Для получения быстрых изменений тока в цепях с большими постоянными времени может быть применена схема [Л. 10-11], приведенная на рис. 10-9. На ней обозначено: L_2, R_2 — катушка электромагнита, в которой желательно получить быстрое изменение тока; L_1, R_1 — вспомогательная катушка.

Длительность переходного процесса при включении какой-либо цепи определяется тем временем, которое необ-

ходимо для накопления в ней электромагнитной энергии. Запасенная в магнитном поле энергия при быстром отключении цепи вызывает резкий рост напряжения на отключающих контактах. Поэтому для получения быстрого изменения тока можно использовать импульс напряжения, который возникает во вспомогательной цепи при ее отключении. В начале кнопка K замкнута и цепь L_1R_1 включена на напряжение U. Размыкание кнопки (или рубильника) K в первый момент равносильно мгновенному отключению цепи L_1R_1.

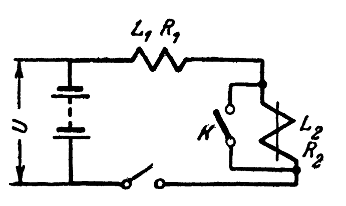


Рис. 10-9. Схема для получения быстрых изменений тока в цепях с большими постоянными времени.

Если под быстрым изменением параметров цепи понимать такое их изменение, которое совершается за время, малое по сравнению с минимальным значением постоянной времени цепи, и пренебречь временем коммутации, тогда можно считать, что сопротивление между контактами кнопки K изменяется от нуля до бесконечности мгновенно.

Для того чтобы при быстром размыкании кнопки K в цепи L_2 R_2 отсутствовал длительный переходный процесс, продолжительность которого может оказаться значительно больше времени размыкания рубильника, непосредственно после скачка ток должен быть равен установившемуся значению:

$$I_у = \frac{U}{R_1 + R_2}.$$

Для этого необходимо, чтобы постоянная времени цепи T_1 до размыкания кнопки была равна постоянной времени цепи T_2 после размыкания цепи, т. е. постоянная времени при коммутации не должна подвергаться изменению.

В момент скачкообразного изменения тока полный магнитный поток системы не изменяется, но перераспределяется между элементами цепи.

На рис. 10-10,*а* дана осциллограмма переходных процессов при непосредственном включении цепи L_2 R_2 на напряжение.

На рис. 10-10,*б* показаны переходные процессы в той же цепи при включении ее на напряжение размыканием ключа K. Как видно из приведенной осциллограммы, в этом случае практически имеет место скачкообразное изменение тока, и время переходного процесса резко уменьшается.

Энергия, запасенная в магнитном поле цепи L_1, R_1, до размыкания K (для случая $T_1 = T_2 = T$) равна:

$$W_1 = \frac{L_1 I_1^2}{2} = T \frac{U^2}{2} \cdot \frac{1}{R_1}. \qquad (10\text{-}54)$$

После размыкания K

$$W_2 = T \frac{U^2}{2} \frac{1}{R_1 + R_2}. \qquad (10\text{-}55)$$

Разность энергии расходуется при переходном процессе в сопротивлении цепи и в переходном сопротивлении контактов K.

При больших мощностях разность энергий, запасенных в магнитных полях до и после размыкания кнопки K, должна быть возможно меньшей, чтобы не перегружать цепь и кнопку K:

$$W_1 - W_2 = \frac{T I_2^2 R_2}{2}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right). \qquad (10\text{-}56)$$

Как видно из приведенного уравнения, она тем меньше, чем больше сопротивление R_1. Для случая $T_1 = T_2$ минимальные затраты мощности во вспомогательной цепи будут при $R_1 = R_2$ и $L_1 = L_2$.

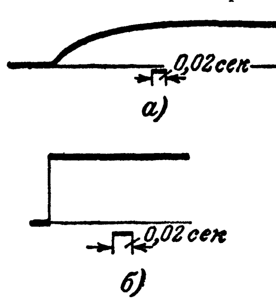


Рис. 10-10. Осциллограммы переходных процессов в цепи L_2 R_2 (рис. 9).

а — при непосредственном включении на напряжение сети, *б* — при включении на напряжение путем размыкания ключа K.

е) В тех случаях, когда требуются электромагниты с быстрым отключением (порядка нескольких тысячных долей секунды), кроме необходимости применения магнитопровода из шихтованной стали с большим удельным сопротивлением, нужно также обратить внимание на способ отключения цепи. В этом случае нельзя цепь размыкать обычными способами, так как ток благодаря наличию дуги может протекать значительно дольше, чем это необходимо для обеспечения требующегося времени отпускания.

Чтобы этого избежать, принимают меры, дающие возможность быстро рассеять запасенную в электромагните энергию и быстрее благодаря этому погасить дугу.

Для этой цели могут быть применены, например, схемы, приведенные на рис. 10-11,*а* и *б*,

Как показано на рис. 10-11,*а*, обмотку электромагнита шунтируют конденсатором *C*, который в момент отключения электромагнита создает путь для тока и тем самым уменьшает время горения дуги.

При определенном подборе емкости, обеспечивающей получение периодического процесса, удается уменьшить время спадания потока до величины, соответствующей троганию якоря при отключении. Благодаря перемагничиванию, имеющему место за счет отрицательной полуволны изменяющегося тока, можно устранить остаточный магнетизм в стали и уменьшить влияние вихревых токов. Нужно позаботиться, однако, чтобы за счет действия этой полуволны не произошло повторного притяжения якоря.

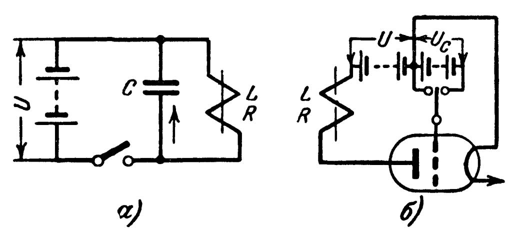


Рис. 10-11. Схемы для получения быстрого отпускания электромагнитов.

В схеме, приведенной на рис. 10-11,*б*, намагничивающий ток, протекающий по обмотке электромагнита, берется из анодной цепи электронной лампы. Когда ключ находится в левом положении, создается нулевое сеточное смещение и анодный ток протекает по обмотке электромагнита. При правом положении ключа на сетку подается большое отрицательное смещение, благодаря чему сопротивление анодной цепи увеличивается до очень большого значения и энергия, запасенная электромагнитом, быстро рассеивается.

10-6. Примеры выполненных конструкций быстродействующих электромагнитов

а) В качестве примера выполнения быстродействующего электромагнита, предназначенного для быстрого включения, рассмотрим электромагнит, форма и размеры которого показаны на рис. 10-12. Якорь (плунжер) перемещается на расстояние $\delta_0=2{,}4$ *мм* при нагрузке (включая противодействующую пружину, не указанную на чертеже)

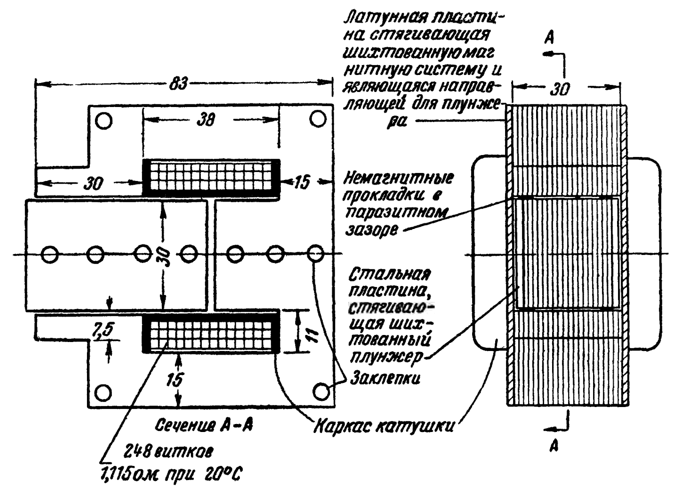


Рис. 10-12. Конструкция быстродействующего электромагнита.

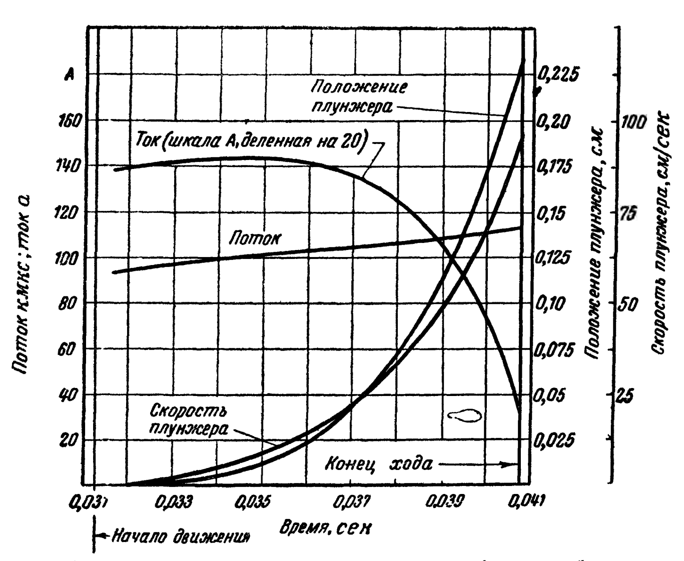


Рис. 10-13. Динамические характеристики быстродействующего электромагнита.

22,7 *кГ*. Вес движущихся частей нагрузки равен 0,45 *кГ*. Время срабатывания электромагнита равно 0,04 *сек*.

Напряжение питания катушки равно 12 *в*.

Как видно из чертежа, магнитная система выполнена из листовой стали для уменьшения влияния вихревых токов. Динамические характеристики электромагнита показаны на рис. 10-13, на котором приведены кривые изменения тока, потока, скорости и положения якоря в зависимости от времени. Эти кривые могут быть получены рас-

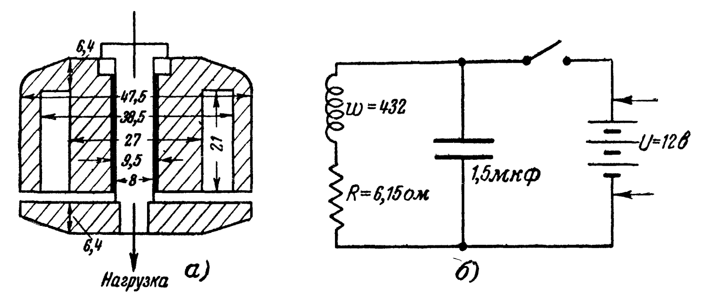


Рис. 10-14. Электромагнит с быстрым отпусканием.
а — конструкция электромагнита; *б* — электрическая схема электромагнита.

четным путем на основании методов расчета динамических характеристик, рассмотренных раньше.

б) В качестве примера выполнения электромагнита с быстрым отключением рассмотрим электромагнит, форма и размеры которого показаны на рис. 10-14,*а*, а электрическая схема — на рис. 10-14,*б*. Электромагнит отпускает свой якорь за время, равное 0,001 *сек*. Поток, ток, напряжение на конденсаторе и удерживающая сила в функции времени показаны на рис. 10-15. Приведенные кривые могут быть получены расчетным путем в предположении, что магнитопровод электромагнита имеет достаточное количество разрезов, благодаря чему вихревыми токами можно пренебречь.

в) Часто быстродействующие электромагниты выполняют с шихтованным Ш-образным магнитопроводом. Они могут иметь как Т-образный якорь (рис. 10-16), так и якорь плоской формы.

В первом случае потоки рассеяния участвуют в создании тяговой силы. В то же время во втором случае меньше вес якоря, а значит, и время движения. Экспериментальное исследование показало, что электромагнит с плоским якорем дает время срабатывания примерно на

Рис. 10-15. Характеристики электромагнита с быстрым отпусканием.

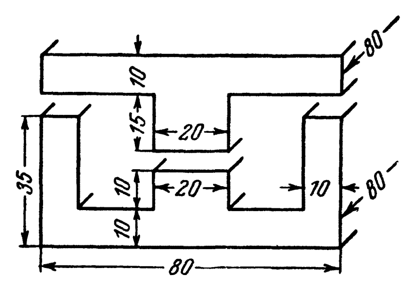


Рис. 10-16. Магнитная цепь быстродействующего электромагнита.

10% большее, чем электромагнит с Т-образным якорем [Л. 10-4].

Корпус и якорь электромагнита собираются из пластин листовой электротехнической стали толщиной 0,35 *мм*. Шпильки, стягивающие пластины как якоря, так и корпуса электромагнита, изолированы от пластин во избежание образования короткозамкнутых путей. Рабочий ход якоря равен 2,0 *мм*, вес движущихся частей 0,76 *кГ*.

На рис. 10-17 показаны экспериментальные характеристики электромагнита. Зависимости времени срабатывания $t_{\text{сраб}}$, времени трогания $t_{\text{тр}}$ и времени движения $t_{\text{дв}}$ от числа витков обмотки (рис. 10-17,*а*) снимались при постоянном напряжении $U=160$ *в* и неизменном полном

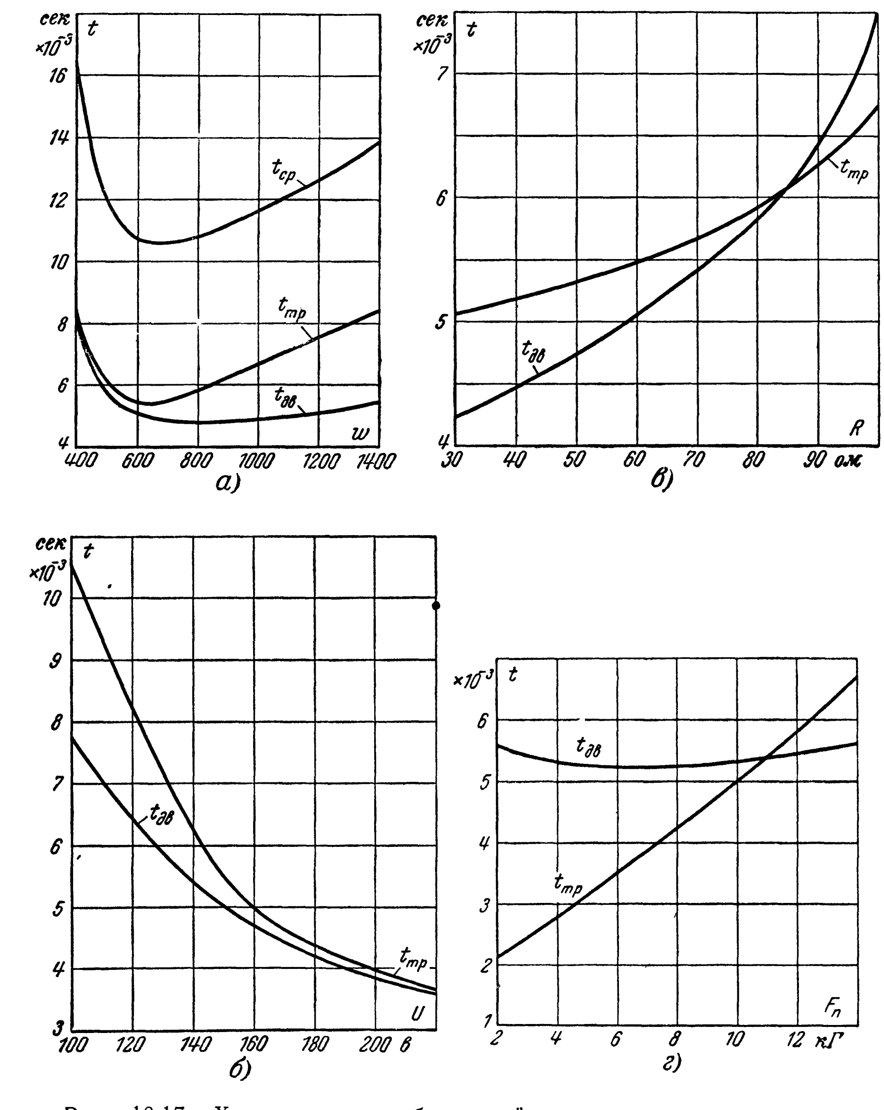


Рис. 10-17. Характеристики быстродействующего электромагнита, изображенного на рис 10-16

а — зависимость времени трогания, времени движения и времени срабатывания от числа витков обмотки, *б* — зависимость времени трогания и времени движения от напряжения, *в* — зависимость времени трогания и времени движения от сопротивления в цепи обмотки, *г* — зависимость времени трогания и времени движения от противодействующей силы

сопротивлении цепи обмотки $\Sigma R = 56$ *ом*. Обмотка ($w=1\,400$ витков) включалась без добавочного сопротивления. В остальных случаях для компенсации снижения сопротивления по мере уменьшения числа витков включалось соответствующее добавочное сопротивление. Противодействующая движению сила была равна 13,3 *кГ*.

На рис. 10-17,*б* даны экспериментальные кривые времени трогания и движения в зависимости от приложенного напряжения. Число витков обмотки $w=800$, сопротивление обмотки 29 *ом*, добавочное сопротивление 60 *ом*. Остальные величины такие же, как в предыдущем случае.

Зависимости времени трогания и движения от сопротивления в цепи обмотки при напряжении 150 *в* приведены на рис. 10-17,*в*. Остальные данные электромагнита были прежние. На рис. 10-17,*г* даны зависимости времени трогания и движения от величины противодействующей силы при напряжении 150 *в*, обмотке 800 витков с сопротивлением 29 *ом* и при добавочном сопротивлении 51 *ом*.

ЛИТЕРАТУРА

10-1. Москвитин А. И., Электрические машины возвратно-поступательного движения, изд. АН СССР, 1950.

10-2. Буйлов А. Я. и др., Устройства для быстрого отключения выключателей, «Бюллетень ВЭИ», 1941, № 3.

10-3. Лысов Н. Е., К расчету динамических характеристик электромагнитов, «Вестник электропромышленности», 1941, № 3.

10-4. Тер-Акопов А. К., Теоретическое и экспериментальное исследование быстродействующих электромагнитов постоянного тока, Диссертация, Московский энергетический институт, 1955.

10-5. Лившиц Н. А., Определение времени движения подвижных органов электромагнитного механизма при его срабатывании, «Известия электропромышленности слабого тока», 1940, № 811.

10-6. Коваленков В. И., Основы теории магнитных цепей, Изд. АН СССР, 1940.

10-7. Сотсков Б. С., К вопросу о приближенном решении уравнений движения для подвижной системы реле, «Автоматика и телемеханика», 1951, № 4

10-8. Буйлов А. Я., Основы электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, 1946.

10-9. Пеккер И. И., Применение методов численного интегрирования для расчета динамических характеристик электромагнитов постоянного тока, Труды Московского энергетического института, вып. VII, Госэнергоиздат, 1951.

10-10. Сливинская А. Г. и Чунихин А. А., К расчету динамической тяговой характеристики электромагнита постоянного тока, Труды Московского энергетического института, вып. XV, Госэнергоиздат, 1955.

10-11. Рабинович А. Д., О быстрых переходных процессах в цепях постоянного и переменного тока, «Электричество», 1953, № 6.

10-12. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТЫ ЗАМЕДЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

11-1. Общие соображения

Во многих случаях бывает необходимо, чтобы требуемая операция была произведена через некоторый промежуток времени после подачи сигнала. Для осуществления подобных устройств, позволяющих получить выдержку времени, могут быть использованы самые различные принципы: механический, пневматический, тепловой и т. д. Широкое применение для этих целей получили устройства с использованием электромагнитов замедленного действия, имеющих искусственно увеличенное время срабатывания. Таким образом, для создания выдержки времени используется процесс нарастания или спадания магнитного потока в электромагните. Наиболее благоприятным в этом смысле является использование процесса возврата якоря электромагнита. В этом случае выдержка времени получается за счет магнитной энергии, запасенной в магнитной системе реле, а ее величина определится тем, как эта энергия будет расходоваться в процессе отключения.

При отключении обмотки электромагнита магнитная энергия, превращаясь в энергию электрического поля, будет в основном рассеиваться в дуге или искре на контактах, разрывающих цепь обмотки, а частично расходоваться в виде потерь, связанных с возникновением вихревых токов в массивных металлических деталях, пересекаемых исчезающим магнитным потоком. Так как электрическое сопротивление дугового промежутка велико, а прохождение вихревых токов затруднено, то в обычных конструкциях электромагнитов магнитная энергия рассеивается достаточно быстро и задержка якоря электромагнита при его отключении оказывается незначительной. Выдержка времени существенно увеличивается и может достигать долей

секунды и даже секунд в том случае, если при прекращении питания обмотки электромагнита создать хороший путь для прохождения свободного тока. Чем меньше активное сопротивление контура, по которому проходит свободный ток, тем дольше он будет существовать и тем медленнее будет спадать магнитный поток. Так как движение якоря начнется не ранее, чем магнитный поток снизится до величины отпускания, то, задерживая спадание потока, получают выдержку времени между моментом прекраще-

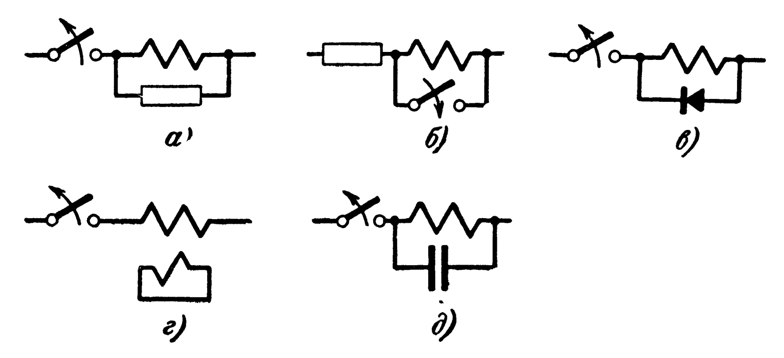


Рис. 11-1. Электрические схемы электромагнитов с замедленным отпусканием якоря.

а — схема с отключением обмотки, имеющей параллельно подключенное сопротивление; *б* — схема с закорачиванием обмотки в процессе отключения; *в* — схема с отключением обмотки, имеющей параллельно включенный детектор; *г* — схема с дополнительной демпфирующей обмоткой, *д* — схема с отключением обмотки, имеющей параллельно включенный конденсатор.

ния питания обмотки и моментом начала перемещения якоря.

Для замедления отпускания якоря электромагнита могут быть использованы различные схемы (рис. 11-1). В первой из этих схем (рис. 11-1,*а*) путь для прохождения свободного тока после отключения обмотки существует благодаря включению параллельно последней активного сопротивления. Для увеличения эффективности устройства шунтирующее сопротивление должно иметь возможно меньшую величину. Ограничением этому являются потери в сопротивлении, так как при включенном электромагните оно постоянно обтекается током.

В схеме рис. 11-1,*б* отключение электромагнита осуществляется путем закорачивания его обмотки. При этом одновременно создается замкнутый контур и для свободного тока. Если при одинаковых размерах электромагнитов н. с. обмотки электромагнита в этом случае будет та-

кой же, как и в предыдущем, то выдержка времени будет более продолжительной из-за отсутствия рассеивания энергии в шунтирующем сопротивлении.

В этой схеме последовательно с обмоткой электромагнита должно включаться защитное сопротивление В противном случае при отключении электромагнита получалось бы короткое замыкание. Схема, изображенная на рис. 11-1,*в*, по своему действию аналогична схеме рис 11-1,*а* за исключением того, что шунтирующее сопротивление в ней заменено детектором. Последний включен таким образом, что не пропускает тока при замкнутом выключателе, но дает возможность проходить свободному току после отключения обмотки от сети. Достоинством этой схемы является отсутствие дополнительных потерь при включенном электромагните.

Действие схемы (рис. 11-1,*г*) основано на том, что электромагнит, кроме основной обмотки, имеет еще одну, замедляющую, обмотку. Последняя, как правило, представляет собой массивную медную втулку. Вихревые токи, появляющиеся в ней в момент замыкания или размыкания основной обмотки, задерживают изменение магнитного потока и создают замедление срабатывания. Задержка получается как при притяжении, так и при отпускании якоря. При наличии замедляющей втулки рабочая обмотка электромагнита может быть также включена по любой из рассмотренных схем. Это даст дополнительное увеличение выдержки времени.

В последнем случае (схема рис. 11-1,*д*) параллельно с обмоткой включается емкость, создающая путь для тока в переходном режиме после отключения обмотки от источника питания. Выдержка времени, которая здесь может быть получена, в сильной степени зависит от напряжения питания и от величины емкости В электромагнитах применение этого способа мало эффективно из-за необходимости иметь большие емкости. В качестве электромагнитов замедленного действия, как правило, применяются клапанные электромагниты с U-образным и подковообразным магнитопроводом. Это объясняется как простотой их конструкции, так главным образом и возможностью свести до минимума остаточный зазор в магнитной системе. В электромагнитах замедленного действия ход якоря, как правило, невелик, а следовательно, мало и время его движения. С другой стороны, время трогания в таких электромагнитах искусственно увеличивается. Поэтому, хотя

полная выдержка времени при отпускании электромагнита определяется суммой времени трогания и времени движения, для электромагнитов замедленного действия можно принять:

$$t_{\text{выд}} = t_{\text{тр}}. \tag{11-1}$$

Для определения величины времени трогания необходимо рассмотреть переходный процесс, в течение которого магнитный поток в электромагните изменяется от величины $\Phi_{\text{н}}$ до величины $\Phi_{\text{отп}}$, при которой происходит отпускание якоря.

11-2. Процесс изменения магнитного потока в магнитопроводе электромагнита замедленного действия

В качестве общего случая рассмотрим электромагнит, выдержка времени которого получается как за счет замедляющей обмотки, так и за счет включения рабочей обмотки по схеме 11-1,*а*.

Переходный процесс в системе, состоящей из двух взаимно-связанных контуров, один из которых является короткозамкнутым, будет определяться следующими уравнениями:

$$\sigma_{\text{р}} w_{\text{р}} \frac{d\Phi_\delta}{dt} \cdot 10^{-8} + R_{\text{р}} i_{\text{р}} = U; \tag{11-2}$$

$$\sigma_{\text{з}} w_{\text{з}} \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} + R_{\text{з}} i_{\text{з}} = 0. \tag{11-3}$$

В этих уравнениях обозначено:

U — напряжение источника питания, *в*;

Φ_δ — магнитный поток, проходящий через рабочий воздушный зазор электромагнита, *мкс*,

t — время, *сек*;

$w_{\text{р}}$ — число витков рабочей (намагничивающей) обмотки,

$R_{\text{р}}$ — полное сопротивление цепи этой обмотки, *ом*;

$i_{\text{р}}$ — мгновенное значение тока, протекающего по обмотке, *а*;

$\sigma_{\text{р}}$ — коэффициент, учитывающий отношение полного потокосцепления рабочей обмотки к ее потокосцеплению с рабочим потоком Φ_δ;

$w_{\text{з}}$, $R_{\text{з}}$, $i_{\text{з}}$, $\sigma_{\text{з}}$ — соответствующие величины для замедляющей обмотки.

Умножая уравнения (11-2) и (11-3) на $\frac{w_р}{R_р}$ и $\frac{w_з}{R_з}$ соответственно и суммируя, получаем:

$$\left(\sigma_р \frac{w_р^2}{R_р} + \sigma_з \frac{w_з^2}{R_з}\right) \cdot 10^{-8} \frac{d\Phi_\delta}{dt} = \Theta_у - (\Theta_р + \Theta_з). \qquad (11\text{-}4)$$

Здесь $\Theta_у$ — установившееся значение н. с. рабочей обмотки, а второй член в правой части представляет собой текущее значение суммарной н. с., действующей в электромагните.

Выражая н. с. через ее удельное значение и решая уравнение (11-4) относительно t, получаем:

$$t = \left(\sigma_р \frac{w_р^2}{R_р} + \sigma_з \frac{w_з^2}{R_з}\right) \cdot 10^{-8} \frac{S_c}{l_c} \int\limits_{(B_\delta)_н}^{(B_\delta)_{тр}} \frac{dB}{\theta_у - \theta}. \qquad (11\text{-}5)$$

Здесь

$$\theta_у = \frac{\Theta_у}{l_c};$$

$$\theta = \frac{\Theta_р - \Theta_з}{l_c};$$

S_c — площадь поперечного сечения сердечника;

l_c — длина сердечника.

Эта формула определяет время, необходимое для того, чтобы индукция в сердечнике изменилась от значения $(B_\delta)_н$ до значения $(B_\delta)_{тр}$. Если $(B_\delta)_н$ представляет собой индукцию в сердечнике (в сечении, примыкающем к воздушному зазору), которое было к моменту начала переходного процесса, а $(B_\delta)_{тр}$—значение, при котором якорь трогается с места, то формула (11-5) будет определять величину выдержки времени электромагнита.

При этом уравнение (11-5) будет одинаково справедливо и для процесса включения электромагнита (замыкание выключателя на рис. 11-1,*а*) и для процесса его отключения (размыкание выключателя).

В первом случае $R_р = R_о$, $(B_\delta)_н = 0$, $\theta_у = \frac{Uw_р}{R_о l_c}$, а $(B_\delta)_{тр} = (B_\delta)_{вкл}$ представляет собой то значение индукции в сер-

дечнике, которое соответствует моменту трогания якоря электромагнита при его включении.

Во втором случае $R_р = R_о + R_ш$, $\theta_у = 0$, $(B_\delta)_н = (B_\delta)_у$ — значение индукции, соответствующее установившемуся току в рабочей обмотке в момент размыкания выключателя, а $(B_\delta)_{тр} = (B_\delta)_{откл}$ — индукция, соответствующая моменту отпускания якоря при отключении электромагнита.

На рис. 11-2,*а* показаны кривые изменения тока в намагничивающей обмотке и приведенного к виткам намагничивающей обмотки тока в замедляющей втулке в процессе включения.

На рис. 11-2,*б* показан процесс отключения. Как видно, и в том, и в другом случае ток в замедляющей втулке возникает почти мгновенно в момент коммутации цепи.

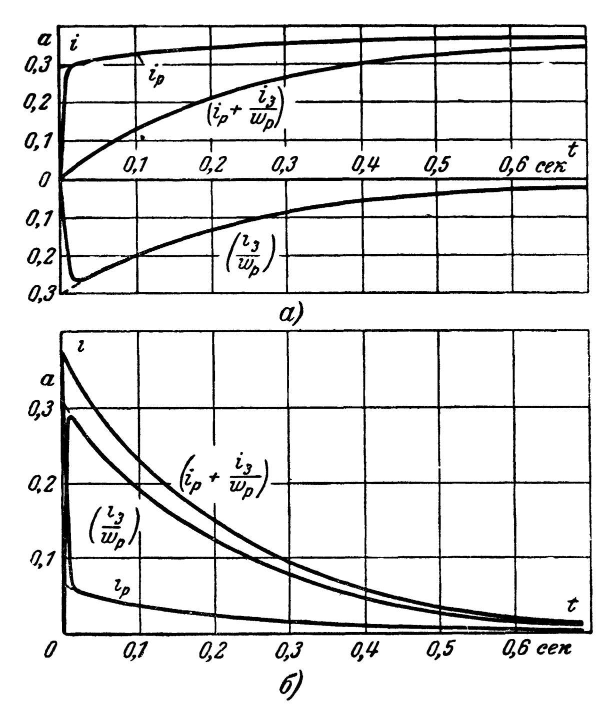


Рис. 11-2. Изменение тока во времени после коммутации намагничивающей обмотки электромагнита, имеющего шунтирующее сопротивление и замедляющую втулку.

а — при включении электромагнита, *б* — при отключении электромагнита.

Скорость нарастания тока зависит от того, какая часть магнитного потока, пронизывающего намагничивающую обмотку, сцеплена с втулкой. Кривые, изображенные на рис. 11-2, сняты на электромагните, у которого с замедляющей втулкой сцеплено примерно 0,95 потока, сцепленного с намагничивающей обмоткой.

Из уравнения 11-5 и из кривых видно, что выдержка времени и при включении, и при отключении зависит как от параметров рабочей, так и от параметров замедляющей обмотки. Однако уравнение (11-5) не учитывает влияния вихревых токов, возникающих в магнитопроводе электромагнита, которые несколько увеличивают выдержку времени.

В электромагните замедленного действия изменение магнитного потока после прекращения действия намагничивающей обмотки происходит сравнительно медленно. Поэтому можно принять, что, как и в установившемся состоянии, во время спадания потока он распределен равномерно по сечению магнитопровода. Влиянием корпуса и основания можно пренебречь, так как ввиду прямоугольной формы их сечения при небольшой толщине активное сопротивление контуров, по которым протекают вихревые токи, достаточно велико. Действие сердечника электромагнита аналогично действию замедляющей втулки, так как сердечник можно рассматривать, как бесконечно большое число бесконечно тонких втулок. Разница состоит лишь в том, что каждая из этих втулок будет сцеплена не со всем потоком, а лишь с его частью, определяющейся соотношением $\frac{d^2}{d_c^2}$, где d — диаметр элементарного кольцевого слоя.

Сечение такого слоя $l_c \partial\left(\frac{d}{2}\right)$, а длина пути тока по нему (πd). Тогда для всего сердечника

$$\left(\sigma \frac{w^2}{R}\right)_c = \sigma_c \int_0^{d_c} \frac{d^2}{d_c^2} \cdot \frac{l_c}{\rho_c \pi d} \, \partial\left(\frac{d}{2}\right) = \frac{\sigma_c l_c}{4\pi\rho_c}.$$

С учетом вихревых токов в сердечнике формула (11-5) для выдержки времени при отключении примет вид:

$$t = \left(\sigma_p \frac{w_p^2}{R_0 + R_ш} + \sigma_з \frac{w_з^2}{R_з} + \sigma_c \frac{l_c}{4\pi\rho_c}\right) \cdot 10^{-8} \frac{S_c}{l_c} \int_{(B_\delta)_{откл}}^{(B_\delta)_y} \frac{dB}{\theta}. \quad (11\text{-}6)$$

Коэффициенты рассеяния по потокосцеплению $\sigma_о$, $\sigma_з$ и $\sigma_с$ в общем случае различны. Однако при притянутом якоре они мало отличаются друг от друга и поэтому можно считать:

$$\sigma_о = \sigma_з = \sigma_с = \sigma.$$

Выразим полное сопротивление в цепи обмотки после ее отключения от сети в виде:

$$R_о + R_ш = k_ш R_о,$$

где

$$k_ш = 1 + \frac{R_ш}{R_о}.$$

Тогда

$$\frac{w_р^2}{R_о + R_ш} = \frac{f_о S_о}{k_ш \rho_о \pi (D_о)_{ср}}, \qquad (11\text{-}7)$$

где $f_о$ — коэффициент заполнения обмотки;

$S_о$ — осевое сечение обмотки, *см*²;

$(D_о)_{ср}$ — средний диаметр обмотки, *см*;

$\rho_о$ — удельное сопротивление материала обмоточного провода, *ом·см*.

Аналогично для замедляющей обмотки:

$$\left(\frac{w_з^2}{R_з}\right) = (f_о)_з \frac{S_з}{\rho_з \pi (D_з)_{ср}}. \qquad (11\text{-}8)$$

Если замедляющая обмотка представляет собой сплошную втулку, то $(f_о)_з = 1$, а ее активное сопротивление

$$R_в = \rho_в \frac{2\pi}{l_в \ln \dfrac{D_в}{d_в}}.$$

Здесь $D_в$ и $d_в$ — наружный и внутренний диаметр втулки, $l_в$ — ее длина в осевом направлении, а $\rho_в$ — удельное сопротивление материала втулки.

Заменяя $\ln \dfrac{D_в}{d_в} = 2 \dfrac{D_в - d_в}{D_в + d_в}$ через первый член его разложения в ряд, получим:

$$R_в = \rho_в \frac{\pi}{l_в} \frac{(D_в + d_в)}{(D_в - d_в)}.$$

При $\frac{D_в}{d_в} < 2$ упрощенная формула дает погрешность не более 4%.

Таким образом, для замедляющей втулки

$$\left(\frac{w_з^2}{R_з}\right) = \frac{S_в}{\rho_в \pi (D_в)_{ср}}. \qquad (11\text{-}9)$$

Подставляя выражения (11-7) и (11-9) в (11-6), получаем:

$$t = 10^{-8}\left(\frac{f_о S_о S_с}{k_ш \rho_о \pi (D_о)_{ср} l_с} + \frac{S_в S_с}{\rho_в \pi (D_в)_{ср} l_с} + \frac{S_с}{\rho_с 4\pi}\right)\sigma \int\limits_{(B_\delta)_{откл}}^{(B_\delta)_у} \frac{dB}{\theta}. \qquad (11\text{-}10)$$

В полученное уравнение входят лишь конструктивные размеры и общие параметры. При задании их и кривой намагничивания, т. е. зависимости B от θ, интеграл принимает определенное значение. В этом случае выдержка времени в первую очередь будет определяться величинами сечений обмотки, замедляющей втулки и сердечника. Она также будет зависеть от удельных сопротивлений материала этих деталей и от длины их среднего витка. Если связь между B и θ задана в графической форме в виде кривой намагничивания электромагнита, то вычисление интеграла можно произвести графическим способом. Используя аналитическое выражение для кривой намагничивания материала магнитопровода, можно получить решение в аналитическом виде.

Так как нас интересует выдержка времени при отпускании, т. е. в процессе спадания магнитного потока, то необходимо иметь аналитическое выражение для нисходящей ветви петли гистерезиса с учетом остаточной индукции. Последняя существенным образом влияет на значение выдержки времени, которое можно практически достичь.

Воспользуемся уравнением (2-8), из которого следует:

$$H = \frac{B}{\alpha_м\left(1 - \frac{B}{\beta_м}\right)} - H_с.$$

Вообще значения $\alpha_м$, $\beta_м$ и $H_с$ зависят от величины $(B_\delta)_у$. В электромагнитах с выдержкой времени в притянутом состоянии магнитная цепь обычно бывает насыщена. По-

этому значения этих коэффициентов можно считать неизменными и брать их по предельной петле гистерезиса.

Используя выводы пункта г) § 2-3, для данного случая получим:

$$\theta=\frac{L}{l_c}\left[\frac{B(\delta+e)}{1{,}256\,L}+\frac{B}{\alpha_м\left(1-\frac{B}{\beta_м}\right)}-H_c\right], \qquad (11\text{-}11)$$

где e — паразитный зазор

Здесь принято, что сечения всех участков магнитопровода одинаковы, суммарная длина пути потока в магнитопроводе (по средней линии индукции) равна L, по воздушным промежуткам $(\delta+e)$ и что шляпка сердечника отсутствует. При наличии последней нужно взять приведенное значение зазора $\delta'=\delta\frac{S_ш}{S_c}$. Подстановка (11-11) в (11-10) и интегрирование дает возможность получить общее выражение для выдержки времени при отключении электромагнита:

$$t=T_э\left[(1-c_1)\ln\frac{(B_\delta)_у-c_1\beta_м}{(B_\delta)_{откл}-c_1\beta_м}-\right.$$

$$\left.-(1-c_2)\ln\frac{(B_\delta)_у-c_2\beta_м}{(B_\delta)_{откл}-c_2\beta_м}\right]\frac{1}{c_3}. \qquad (11\text{-}12)$$

Здесь обозначено:

$$T_э=1{,}256\ 10^{-8}\left[\frac{f_о}{k_ш}\frac{S_оS_c}{\rho_о\pi(D_о)_{ср}l_c}+\frac{S_вS_c}{\rho_в\pi(D_в)_{ср}l_c}+\right.$$

$$\left.+\frac{S_c}{\rho_c4\pi}\right]\frac{L}{(\delta+e)}\cdot\sigma; \qquad (11\text{-}13)$$

$$c_1=\frac{1}{2}(c_4-c_3);\quad c_2=\frac{1}{2}(c_4+c_3);\quad c_3=\sqrt{c_4^2-c_5};$$

$$c_4=\left(\frac{1}{\alpha_м}+\frac{H_c}{\beta_м}\right)\frac{L}{(\delta+e)}+1;\quad c_5=4\frac{H_c}{\beta_м}\frac{L}{\delta+e}.$$

Если все размеры подставлять в сантиметрах, индукцию в гауссах, удельное сопротивление в омосантиметрах, то время получится в секундах.

Полученное уравнение для выдержки времени учитывает все существенные факторы. нелинейность кривой намагничивания, гистерезис, влияние воздушных зазоров, размеров магнитопровода, обмотки электромагнита и т д

Подсчет значения индукции $(B_\delta)_у$ по известным параметрам электромагнита и заданной величине н. с. рабочей обмотки может быть произведен на основании уравнения (2-61). Таким образом, выдержка времени электромагнита замедленного действия может быть вычислена аналитически без применения графических или графоаналитических расчетов.

11-3. Выдержка времени при различных схемах включения

Общая формула выдержки времени (11-12) несколько видоизменяется для разных случаев включения электромагнита.

а) Когда выдержка времени получается **за счет включения параллельно обмотке электромагнита шунтирующего сопротивления** $R_ш$, а замедляющая втулка отсутствует (рис. 11-1,*а*), в уравнении (11-13) для постоянной времени электромагнита $T_э$ нужно положить $S_в=0$. Тогда это уравнение приобретает следующий вид:

$$(T_э)_а = 1{,}256\cdot 10^{-8}\left[\frac{f_о}{k_ш}\frac{S_оS_с}{\rho_о\pi(D_о)_{ср}l_с}+\frac{S_с}{\rho_с 4\pi}\right]\frac{L}{(\delta+e)}\sigma. \quad (11\text{-}13а)$$

Здесь $\rho_о$ — удельное сопротивление меди, из которой выполнен обмоточный провод, и $\rho_с$ — стали, из которой выполнен магнитопровод. Как видно, значение выдержки времени зависит от величины шунтирующего сопротивления, влияние которого отражает $k_ш$. Чем ниже $k_ш$, т. е. меньше шунтирующее сопротивление, тем выше выдержка времени. При $k_ш=1$ ($R_ш=0$, схема рис. 11-1,*б*) она получается максимальной. Наоборот, чем больше $R_ш$, тем ниже выдержка времени. В пределе при $k_ш=\infty$ ($R_ш$ отсутствует) замедление определяется лишь влиянием вихревых токов, появляющихся в магнитопроводе.

Из сопоставления этих двух предельных случаев легко получить соотношение между выдержкой времени при замыкании обмотки накоротко (рис. 11-1,*б*) и задержкой при отключении катушки электромагнита.

$$\frac{t_{откл}}{t_{замык}}=\frac{1}{4\dfrac{\rho_с}{\rho_о}\dfrac{f_о h_о}{(D_о)_{ср}}+1}.$$

Здесь $h_о = \frac{D_о - d_с}{2}$ — толщина намотки.

При выводе уравнения принято, что длина обмотки примерно равна длине сердечника ($l_о \approx l_с$). Учитывая соотношение между толщиной намотки и средним диаметром, которое согласно целесообразным размерам обмоток клапанных электромагнитов (§ 8-3) лежит обычно в пределах $(0,43 \div 0,5)$, получаем:

$$\frac{t_{замык}}{t_{откл}} = 7,5 \div 9.$$

б) Для подсчета выдержки времени, получающейся в случае, **когда обмотка шунтирована детектором** (рис. 11-1,*в*), формулу (11-12) использовать нельзя, так как при выводе выражения для выдержки времени необходимо учесть нелинейную характеристику полупроводникового детектора. Связь между сопротивлением детектора и величиной тока, проходящего по нему, можно выразить следующей зависимостью:

$$R_д = \frac{\alpha}{i} + \beta,$$

где α и β — постоянные коэффициенты, зависящие от типа детектора.

Подставляя это выражение в уравнение (11-4) вместо $R_ш$, полагая $S_в = 0$ (замедляющая втулка отсутствует) и учитывая, что $i = \frac{\theta l_с}{w_р}$, после интегрирования получаем:

$$t = (T_э)_б \left[(1 - c_1') \ln \frac{(B_\delta)_у - c_1'\beta_м}{(B_\delta)_{откл} - c_1'\beta_м} - (1 - c_2') \ln \frac{(B_\delta)_у - c_2'\beta_м}{(B_\delta)_{откл} - c_2'\beta_м} \right] \frac{1}{c_3'}. \quad (11\text{-}12а)$$

Здесь:

$$(T_э)_б = 1,256 \cdot 10^{-8} \left[\frac{f_о S_о S_с}{k_ш' \rho_о \pi (D_о)_{ср} l_с} + \frac{S_с}{\rho_с 4\pi} \right] \frac{L}{\delta + e} \cdot \sigma; \quad (11\text{-}13б)$$

$$k_ш' = \frac{R_о + \beta}{R_о}; \quad c_1' = \frac{1}{2}(c_4' - c_3'); \quad c_2' = \frac{1}{2}(c_4' + c_3');$$

$$c_3' = \sqrt{(c_4')^2 - c_5'};$$

$$c_4' = \left\{ \frac{1}{\alpha_м} + \left[H_с - \frac{0,4\pi a w_0}{(R_0 + \beta) L} \right] \frac{1}{\beta} \right\} \frac{L}{\delta + e} + 1;$$

$$c_5' = \frac{4}{\beta_м} \cdot \frac{L}{\delta + e} \left[H_с - \frac{0,4\pi \alpha w_0}{(R_0 + \beta) L} \right].$$

Как видно, полученная формула по своей структуре совершенно аналогична формуле (11-12), определяющей выдержку времени электромагнита, обмотка которого шунтирована сопротивлением. Разница между ними заключается в значениях коэффициентов, которые в уравнении (11-12а) отражают влияние изменения сопротивления полупроводника в процессе спадания тока, протекающего по нему.

Определение коэффициентов α и β, характеризующих сопротивление полупроводникового детектора, может быть произведено на основании вольт-амперных характеристик выпрямителя в проводящем направлении методом избранных точек.

Так, например, для селеновых выпрямителей

$$\alpha \approx 0,6n \; [в] \quad и \quad \beta \approx 10 \frac{n}{S_в} \; [ом],$$

где n — число последовательно включенных шайб;

$S_в$ — площадь селенового покрытия, $см^2$.

Соответствующим подбором параметров детектора, шунтирующего обмотку, обычно удается получить такой же результат, как и при шунтирующем сопротивлении более или менее приемлемой величины. В то же время при применении шунтирующего детектора будут отсутствовать дополнительные потери мощности при включенной обмотке электромагнита.

в) Когда выдержка времени получается только за счет замедляющей втулки (рис. 11-1,*г*), при подсчете времени отпускания в уравнении (11-13) необходимо положить $R_ш = \infty$. Строго говоря, сопротивление в цепи намагничивающей обмотки при разрыве выключателя не становится сразу равным бесконечности, так как некоторое время после разрыва между контактами выключателя еще горит дуга. Влияние дуги сказывается на времени отключения обычных электромагни-

тов. При наличии замедляющей втулки возможность возникновения дуги снижается, а время ее горения сильно уменьшается. Поэтому с его влиянием на переходный процесс можно не считаться.

Таким образом, в этом случае:

$$(T_э)_в = 1{,}256 \cdot 10^{-8}\left[\frac{S_в S_с}{\rho_в \pi (D_в)_{ср} l_с} + \frac{S_с}{\rho_с 4\pi}\right]\frac{L}{(\delta + e)}\sigma. \quad (11\text{-}13в)$$

Естественно, что эта формула весьма сходна с формулой (11-13а), так как здесь роль обмотки играет замедляющая втулка. Отсюда видно, почему выгоднее использовать сплошную втулку, а не замедляющую обмотку. В случае применения втулки коэффициент заполнения равен единице, а при намотке круглого голого провода он не может превышать 0,85. Таким образом, применение сплошной втулки дает выигрыш на 15—25%.

Хотя при применении схемы рис. 11-1,*г* объем, занимаемый рабочей обмоткой, теряется с точки зрения получения выдержки времени, большая эффективность сплошной втулки и упрощение схемы включения во многих случаях оправдывают эту потерю. Поэтому электромагниты замедленного действия со сплошной замедляющей втулкой находят наиболее широкое применение.

11-4. Рациональные соотношения размеров в электромагните замедленного действия

Для того чтобы электромагнит замедленного действия при данных размерах был наиболее эффективным, необходимо соответствующим образом выбрать размеры его основных деталей.

Как говорилось, электромагниты замедленного действия, как правило, выполняются на базе магнитных систем клапанного типа. Естественно, что все соображения, касающиеся конструктивного выполнения магнитопровода последних, и основные соотношения размеров его деталей применимы и в данном случае.

Существенно выяснить такие специфические вопросы, связанные с величиной выдержки времени, как соотношение размеров сердечника и катушки, когда выдержка времени достигается за счет закорачивания, размеров сердечника и замедляющей втулки, если она применяется, оптимальной величины остаточного зазора и т. д.

а) Рациональные размеры обмотки и замедляющей втулки[1]. Анализ общего уравнения (11-12), определяющего выдержку времени, показывает, что изменение соотношения между радиальными размерами сердечника и обмотки влияет лишь на величину $T_э$. При заданном материале магнитопровода и фиксированном остаточном зазоре остальные множители зависят лишь от $(B_\delta)_у$ и $(B_\delta)_{откл}$. Обе эти величины ограничены: первая насыщением, вторая остаточной индукцией. Поэтому для достижения максимальной выдержки времени независимо от соотношения размеров сердечника и обмотки стремятся иметь максимальное значение $(B_\delta)_у$ и минимальное значение $(B_\delta)_{откл}$.

Таким образом, наибольшее значение множителя в уравнении (11-12), в который входят величины $(B_\delta)_у$ и $(B_\delta)_{откл}$, лимитировано и может считаться не зависящим от соотношения диаметров сердечника и обмотки.

Рассмотрим случай получения выдержки времени за счет шунтирования обмотки. Когда внешний диаметр обмотки, определяющий габарит электромагнита, неизменен при варьировании диаметра сердечника и внутреннего диаметра обмотки, изменяется соотношение между площадью поперечного сечения сердечника $S_с$ и площадью осевого сечения обмотки $S_о$.

Если предположить, что весь объем занимает обмотка ($S_с=0$), то из формулы (11-13а) и из физических соображений ясно, что выдержка времени будет равна нулю. Если, наоборот, $S_о=0$, т. е. сталь полностью вытеснила медь, то хотя замедление и могло бы получиться за счет вихревых токов в сердечнике, фактически никакой выдержки не будет, так как в этом случае отсутствует намагничивающая обмотка. Оптимальное соотношение между обмоткой и сердечником найдем, приравняв нулю производную от выражения (11-13а) по величине $x=\frac{2h_о}{D_о}$, где $h_о$ — толщина намотки, а $D_о$ — внешний диаметр обмотки.

[1] Рассматривается, как это в большинстве случаев бывает по конструктивным соображениям, случай электромагнита, не имеющего шляпки на сердечнике.

Принимая во внимание, что $S_о = l_о h_о$, $S_с = \pi\left(\frac{D_о}{2} - h_о\right)^2$ и $(D_о)_{ср} = (D_о - h_о)$, имеем:

$$(T_э)_a = 1{,}256 \cdot 10^{-8}\left[\frac{f_о}{k_ш} \cdot \frac{l_о h_о\left(\frac{D_о}{2} - h_о\right)^2}{\rho_о l_с (D_о - h_о)} + \right.$$

$$\left. + \frac{\left(\frac{D_о}{2} - h_о\right)^2}{\rho_с \cdot 4}\right]\frac{L}{(\delta + e)} \cdot \sigma.$$

Беря производную, находим:

$$x^2(1 - A) - x(3 - 4A) + (1 - 4A) = 0,$$

где

$$A = \frac{\rho_о}{\rho_с} \cdot \frac{l_с}{l_о} \cdot \frac{k_ш}{4f_о}.$$

Отсюда

$$h_о = \frac{(3 - 4A) - \sqrt{(3 - 4A)^2 - 4(1 - A)(1 - 4A)}}{2(1 - A)} \cdot \frac{D_о}{2}. \qquad (11\text{-}14)$$

Если пренебречь влиянием вихревых токов в сердечнике на величину выдержки времени, т. е. считать $\rho_с = \infty$, тогда $A = 0$ и уравнение (11-14) принимает вид:

$$h_о = \frac{3 - \sqrt{9 - 4}}{2} \cdot \frac{D_о}{2} = 0{,}19 D_о.$$

Практически можно принять $\frac{\rho_о}{\rho_с} \approx 0{,}12$, $\frac{l_с}{l_о} \approx 1$, $f_о = 0{,}7$. Тогда для случая закорачивания обмотки $(k_ш = 1)$ $A = 0{,}043$ и $h_о = 0{,}166 D_о$.

На рис. 11-3 показан график изменения относительной величины выдержки времени в зависимости от $\frac{2h_о}{D_о}$. За единицу принято максимальное значение выдержки при $A = 0$, т. е. без учета влияния вихревых токов в сердечнике. Наличие последних (кривая для $A = 0{,}043$) приводит к увеличению выдержки примерно на 20%.

Следует отметить, что соотношение $h_о = 0{,}166 D_о$, дающее максимум выдержки времени, соответствует слу-

чаю, когда вес стали сердечника примерно равен весу меди обмотки.

Если считать, что размеры сердечника неизменны, то уравнение (11-13а) может быть записано в виде:

$$(T_э)_a = 1{,}256 \cdot 10^{-8}\left[\frac{f_о}{k_ш}\cdot\frac{l_о}{4l_с}\cdot\frac{h_о}{\rho_о}\cdot\frac{d_с^2}{(d_с+h_о)}+\frac{d_с^2}{16\rho_с}\right]\frac{L}{(\delta+e)}\sigma.$$

Это возрастающая функция $h_о$, асимптотически приближающаяся к пределу:

$$(T_э)_{a\ пред} = 1{,}256 \cdot 10^{-8} d_с^2\left[\frac{f_о}{k_ш}\cdot\frac{l_о}{4l_с\rho_о}+\frac{1}{16\rho_с}\right]\frac{L}{(\delta+e)}\sigma.$$

Таким образом, при неизменном сердечнике только за счет увеличения количества меди нельзя получить безграничного возрастания выдержки времени. Как показывают расчеты, повышение величины $\frac{2h_о}{d_с}$ сверх двух уже не имеет смысла.

С другой стороны, нужно отметить, что величина выдержки времени данного электромагнита связана не с н. с. обмотки, а с ее объемом. В отличие от электромагнитов других типов в электромагнитах замедленного действия нельзя экономить медь за счет улучшения охлаждения обмотки или повышения теплостойкости, так как уменьшение объема меди приведет к потере выдержки времени.

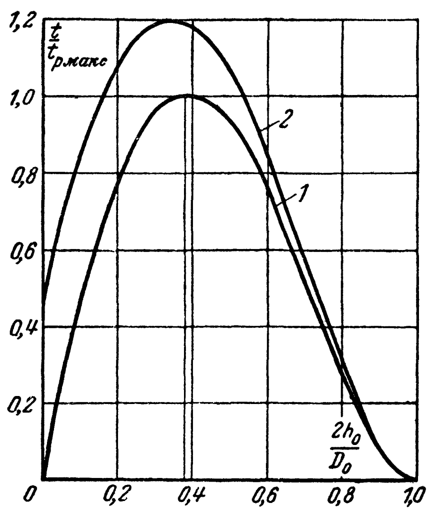


Рис. 11-3. Зависимость выдержки времени от соотношения между толщиной обмотки и ее наружным диаметром.

Кривая 1 — без учета вихревых токов в сердечнике; кривая 2 — с учетом вихревых токов в сердечнике (за единицу принято максимальное значение выдержки без учета вихревых токов в сердечнике).

Выведенное оптимальное соотношение (11-14) справедливо также и для случая, когда выдержка времени получается за счет шунтирования обмотки с помощью детек-

тора. В этом случае лишь нужно вместо $k_ш$ подставлять $k'_ш$.

Если электромагнит для создания выдержки времени имеет замедляющую втулку, то оптимальные размеры последней также будут определяться с помощью уравнения (11-14). При этом значение величины A вычисляется с учетом того, что для втулки $f_o = 1$ и $k_ш = 1$. Таким образом, в этом случае $A \approx 0{,}03$ и оптимальное соотношение между толщиной втулки и ее внешним диаметром получается равным

$$h_в = 0{,}173 D_o.$$

Полученные соотношения между $h_в$ и D_o всегда приходится округлять в ту или иную сторону по конструктивным или производственным соображениям. Учитывая это,

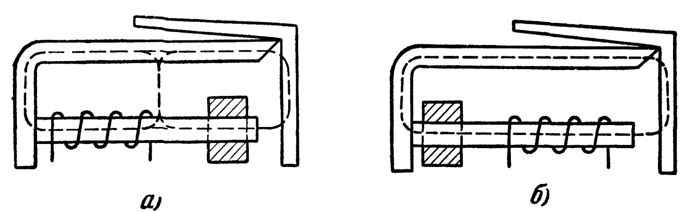


Рис. 11-4. Расположение на сердечнике втулки неполной длины.

а — втулка находится у торца сердечника; *б* — втулка расположена у основания сердечника

а также имея в виду, что отклонение в размере сердечника на ±20% от оптимального значения приводит к снижению выдержки времени всего на 4=5%, можно считать, что как для случая шунтирования обмотки, так и для случая применения замедляющей втулки

$$h_o \approx 0{,}19 D_o.$$

Это то же соотношение, которое было получено для электромагнита клапанного типа в § 8-4.

б) Конфигурация и расположение замедляющей втулки. Замедляющая втулка, приближающаяся по своей длине к полной длине сердечника, дает наибольший эффект при наименьшем объеме материала. Однако в некоторых случаях применяются короткие втулки. Они могут располагаться как у торца сердечника (рис. 11-4,*а*), так и у его основания. Место расположения

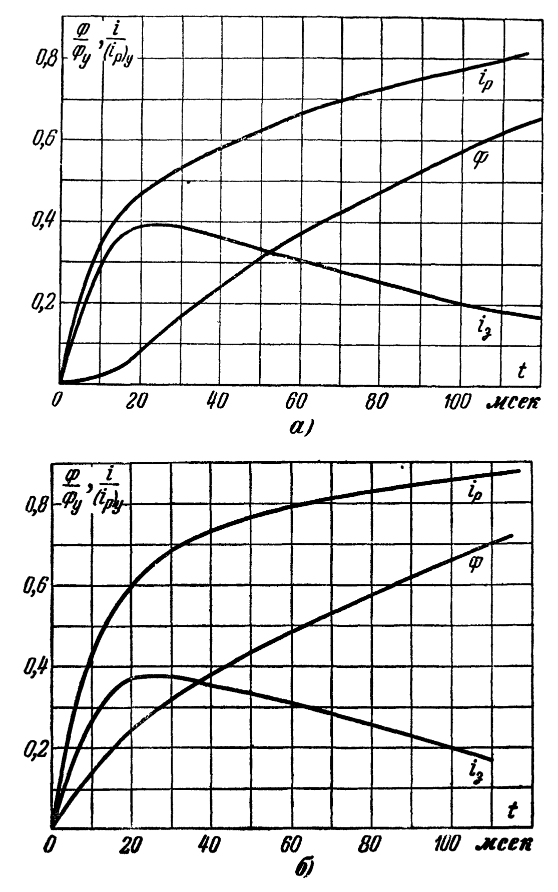


Рис. 11-5. Кривые тока и магнитного потока в якоре.

а—случай, когда втулка расположена у торца сердечника; *б*—случай, когда втулка расположена у основания сердечника.

(Ток в замедляющей втулке условно отложен в положительном направлении. В действительности он имеет обратный знак)

втулки влияет на временны́е параметры электромагнита, особенно в период его срабатывания.

На рис. 11-5,*а* показаны экспериментальные кривые для электромагнита с расположением втулки, соответствующим рис. 11-4,*а*. Кривые рис. 11-5,*б* относятся к тому же электромагниту, но со втулкой, расположенной у основания.

Как видно, во втором случае магнитный поток нарастает значительно быстрее. Это объясняется тем, что

в этом случае вначале магнитный поток может замыкаться помимо замедляющей втулки. Он проходит через якорь и замыкается по воздуху от корпуса к сердечнику над замедляющей втулкой. Благодаря этому электромагнит может срабатывать достаточно быстро После срабатывания магнитный поток будет медленно распространяться вдоль сердечника, переходя от замыкания через пути потока рассеивания к замыканию сквозь втулку.

В процессе отключения втулка и в том и в другом случае будет действовать достаточно эффективно, так как при малых зазорах, соответствующих принятому якорю, рассеивание незначительно, и втулки будут сцеплены примерно с одинаковыми по величине потоками.

Для увеличения выдержки времени и экономии места замедляющие втулки могут располагаться не только на сердечнике под намагничивающей обмоткой, но и на остальных частях магнитопровода. Это дает существенный эффект. Так, например, на одном из выполненных таким образом электромагнитов были получены следующие данные. Если считать за 100% полную выдержку времени, то втулка, расположенная под обмоткой, давала порядка 30% выдержки, втулка на основании — около 25%, на корпусе — 35—40% и за счет вихревых токов в самом магнитопроводе получалось примерно 5—10%. Конечно, соотношение между этими составляющими определяются прежде всего конструкцией электромагнита. Однако приведенные данные дают представление о порядке величин, которые могут иметь место.

в) Оптимальная величина остаточного зазора в магнитопроводе. Коэффициент $T_э$ растет с уменьшением немагнитных промежутков (остаточные зазоры, промежутки, определяемые немагнитными антикоррозионными покрытиями и т. д.), которые имеются в магнитопроводе при притянутом якоре. Это, однако, не означает еще, что нужно стремиться к сокращению немагнитных промежутков до минимума.

Выдержка времени, кроме всех прочих факторов, зависит от величины индукции $(B_\delta)_{откл}$, при которой происходит опускание якоря. С увеличением последней выдержка времени снижается. Предел для уменьшения $(B_\delta)_{откл}$ ставит величина остаточной индукции $B_{ост}$ в электромагните Очевидно, что во избежание залипания якоря следует иметь

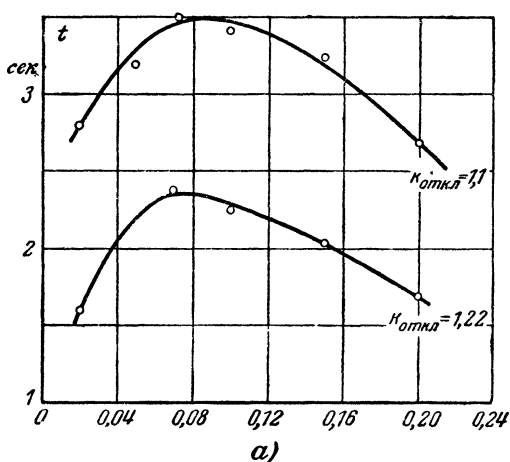
$$(B_\delta)_{откл} \geq k_{откл} \cdot B_{ост},$$

где $k_{откл}$ — коэффициент запаса по отключению. Последний должен быть больше единицы, так как в процессе работы электромагнита $(B_\delta)_{откл}$ может несколько снижаться из-за ослабления возвратных пружин. В то же время величина $B_{ост}$ имеет тенденцию к росту из-за старения материала магнитопровода, снижения остаточных зазоров и т. д. Обычно $k_{откл}$ выбирают не ниже 1,2. Таким образом, $(B_\delta)_{откл} \geqslant 1{,}2 B_{ост}$. Величина $B_{ост}$ зависит от немагнитных промежутков, имеющихся в магнитной цепи. Последние можно характеризовать эквивалентным зазором $e_э$. Принимая во внимание, что кривые размагничивания для магнитномягких материалов в области от $B = B_r$ до $B = 0$ близки к прямым, можно принять, что

$$B_{ост} = \frac{B_r}{1 + B_r \dfrac{0{,}8 \cdot e_э}{H_c \cdot L}} \approx \frac{H_c L}{0{,}8 \cdot e_э}.$$

Таким образом, с уменьшением $e_э$ растет $B_{ост}$, а следовательно, растет $(B_\delta)_{откл}$ и снижается выдержка времени. Существует оптимальная величина остаточного зазора, при которой можно получить максимальную величину выдержки времени.

В качестве примера на рис. 11-6,*а* показана в относительных величинах экспериментальная зависимость выдержки времени от величины суммарного воздушного зазора в магнитопроводе для двух значений $k_{откл}$, равных 1,22 и 1,1. Эти кривые относятся к электромагниту, магнитная система которого изображена на рис. 11-6,*б*. Отличительной особенностью ее является то, что сердечник, основание и корпус выполнены путем ковки из одного сплошного куска; благодаря чему ликвидирован паразитный зазор в стыке сердечника и основания. В качестве материала магнитопровода была использована отожженная электротехническая сталь марки Э. Как видно, оптимальная величина зазора в данном случае лежит в пределах 0,07—0,1 *мм*. Переход к оптимальному зазору от случая практически полностью прижатого якоря дает увеличение выдержки времени на 25—43%, а абсолютная величина выдержки, получающаяся при закорачивании обмотки и регулировки с $k_{откл} = 1{,}1$, достигает $t_{откл} = 3{,}5$ *сек*.



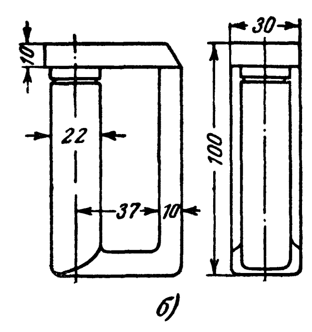


Рис. 11-6. Влияние остаточного воздушного зазора в электромагните замедленного действия на величину выдержки времени.

а — зависимость выдержки времени от остаточного зазора электромагнита; *б* — магнитная система электромагнита.

Оптимальную величину зазора можно найти путем анализа уравнения (11-12). Для облегчения решения задачи несколько упростим его, приняв:

$$c_4 \approx 1, \quad c_5 \approx 0.$$

Тогда оно преобразуется в следующее выражение:

$$t = T_э \ln \frac{(B_\delta)_у}{(B_\delta)_{откл}}$$

или

$$t = T_э' \frac{1}{(\delta' + e_э')} \cdot \ln (\zeta \cdot e_э'),$$

где

$$\zeta = \frac{(B_\delta)_у \cdot 0,8}{k_{откл} \cdot H_c}; \quad \delta' = \frac{\delta}{L}; \quad e_э' = \frac{e_э}{L} \quad и \quad T_э' = T_э \cdot \frac{\delta + e_э}{L}.$$

Производная

$$\frac{dt}{d(\delta_э')} = T_э' \left[-\frac{\ln (\zeta e_э')}{(\delta' + e_э')^2} + \frac{1}{(\delta' + e_э') e_э'} \right].$$

Отсюда, заменяя $\ln(\zeta e'_э) \approx 2\frac{\zeta e'_э - 1}{\zeta e'_э + 1}$, преобразуя и приравнивая производную нулю, получаем:

$$(\delta' + e'_э) - 2e'_э \frac{\zeta e'_э - 1}{\zeta e'_э + 1} = 0.$$

Решая, находим выражение для оптимальной величины относительного эквивалентного остаточного зазора

$$(e'_э)_{оптим} = \frac{(3 + \zeta\delta') + \sqrt{(3 + \zeta\delta')^2 + 4\zeta\delta'}}{2\zeta}.$$

Вследствие сделанных при выводе допущений полученное выражение является приближенным, требующим последующего уточнения, однако оно достаточно хорошо отражает влияние основных параметров электромагнита на величину оптимального эквивалентного остаточного зазора.

11-5. Пример выполнения электромагнита замедленного действия

На рис. 11-7 показана одна из нашедших широкое применение конструкций электромагнитов замедленного действия. Магнитопровод его выполнен из мягкой отожженной стали. Обмотка имеет 10 100 витков.

Кривые намагничивания для разных величин конечных зазоров приведены на рис. 11-8,*а*, а зависимость тока отключения в функции величины отрывающего якорь усилия показана на рис. 11-8,*б*. При этом предполагается, что сила действует вдоль оси сердечника.

Характерным является, что все кривые намагничивания пересекаются в точке, соответствующей $\Phi = 0$ и $\Theta = 52$ *а*. Это легко объяснить, так как размер остаточного зазора влияет на ход кривой намагничивания и величину остаточного потока, но не может повлиять на величину намагничивающей силы, необходимой для компенсации коэрцитивной силы материала магнитопровода. То же значение (ток $i = -5{,}19$ *ма*) соответствует теоретическому случаю отключения якоря без отрывающего усилия на рис. 11-8,*б*. Таким образом, для того чтобы якорь мог отключаться

при низком значении силы (а следовательно, и малой величине магнитного потока), необходимо не только обесточить намагничивающую обмотку, но и заставить ее размагничивать магнитопровод. Такой прием иногда применяется для увеличения выдержки времени и для дистанционного изменения уставки электромагнита. Для этой цели применяют так называемую ссаживающую обмотку,

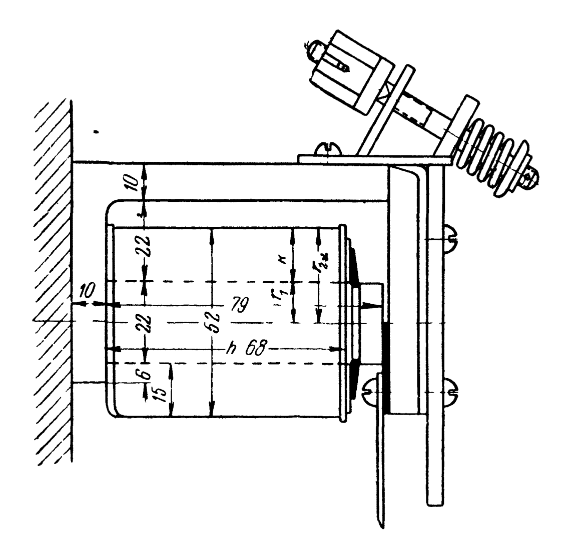


Рис. 11-7. Конструкция электромагнита замедленного действия.

включенную встречно по отношению к основной намагничивающей обмотке. В случае ее отсутствия, как видно из рис. 11-8,*б*, при малых зазорах для надежного отключения нужно приложить достаточно большую силу.

Временные характеристики электромагнита приведены на рис. 11-9. Рис. 11-9,*а* показывает зависимость выдержки времени для остаточного зазора, равного 0,24 *мм* в функции величины тока, при котором происходит отключение. На рис. 11-9,*б* выдержка времени показана в функции отрывающего усилия. Как видно из этих кривых, выдержка времени резко возрастает по мере приближения отрывающего усилия к силе, соответствующей остаточному потоку. Работа электромагнита при этом становится нестабильной и ненадежной.

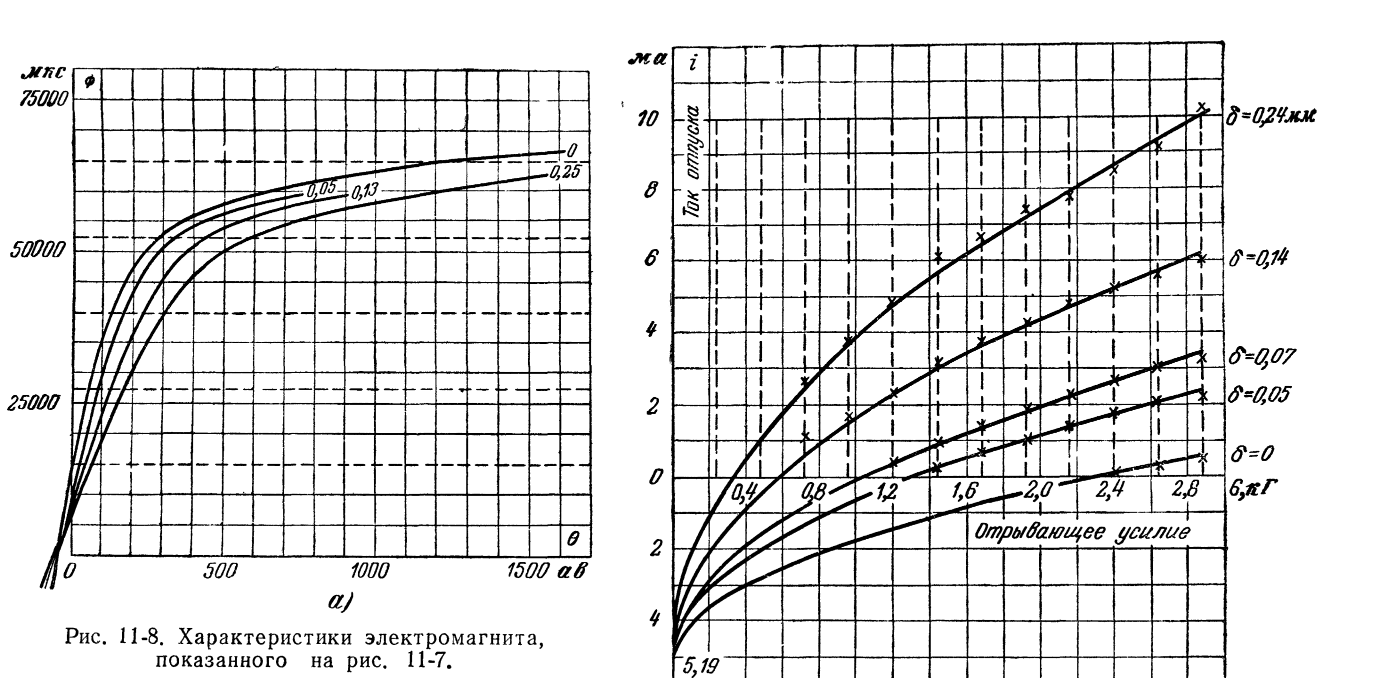
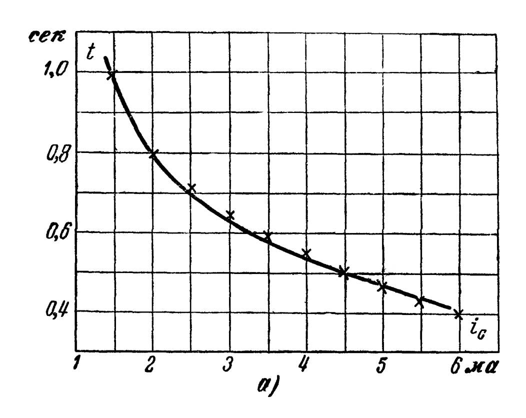


Рис. 11-8. Характеристики электромагнита, показанного на рис. 11-7.

а — кривая намагничивания; *б* — зависимость тока отключения от величины отрывающей якорь силы (сила приведена к оси сердечника).



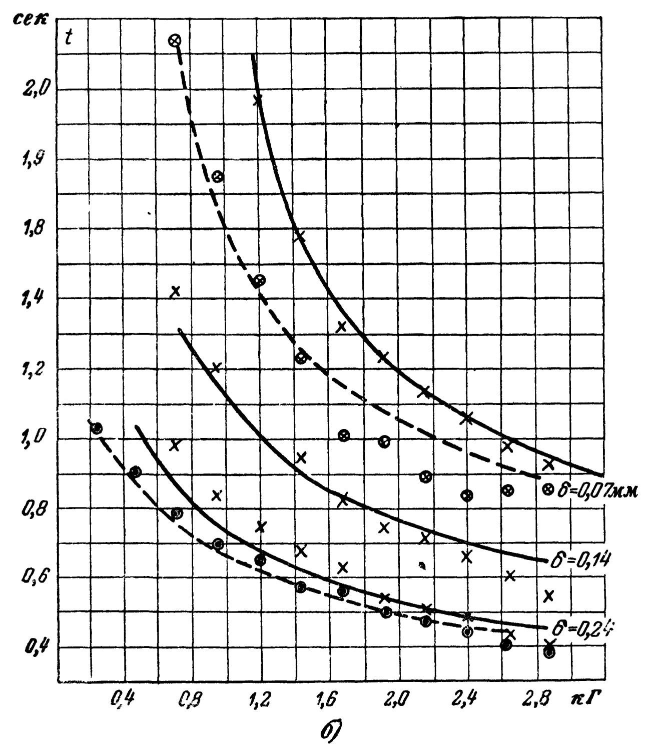


Рис. 11-9. Временные характеристики электромагнита, показанного на рис. 11-7.

а — зависимость выдержки времени от тока отключения, *б* — зависимость выдержки времени от величины отрывающего усилия.

ЛИТЕРАТУРА

11-1. Аронов Р. Л., Магнитные реле времени, Госэнергоиздат, 1948.

11-2. Витенберг М. И., Расчет электромагнитных реле для аппаратуры автоматики и связи, Госэнергоиздат, 1956.

11-3. Сотсков Б. С., Элементы автоматической и телемеханической аппаратуры, Госэнергоиздат, 1950.

11-4. Гальперин Н. К., Методы расчета времени срабатывания электромагнитных выключателей с выдержкой времени, Диссертация, Ленинград, 1949.

11-5. Матов Г. П., Телефонные реле, ОНТИ, 1934.

11-6. Ротерс, Электромагнитные механизмы, Госэнергоиздат, 1949.

11-7. Ekelof S., Theory of electromagnetically delayed Telephone Relays, Trans. Chalmers Uniu Techn., Sweden, 1954, № 141.

11-8. Peck R. L., Principles of slow release relay design, B. S. T. Y., 1954, 33, № 1.